



UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
FACULTADE DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA
Laboratorio de Baixas Temperaturas e Superconductividade

CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA
TRANSICIÓN AL ESTADO NORMAL INDUCIDA
POR ALTAS DENSIDADES DE CORRIENTE EN
PELÍCULAS DELGADAS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$:
INFLUENCIA DE LOS TIEMPOS
CARACTERÍSTICOS DE LOS PULSOS
DE CORRIENTE.

Gonzalo Ferro Costas



UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
FACULDADE DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA
Laboratorio de Baixas Temperaturas e Supercondutividade

CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA
TRANSICIÓN AL ESTADO NORMAL INDUCIDA
POR ALTAS DENSIDADES DE CORRIENTE EN
PELÍCULAS DELGADAS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$:
INFLUENCIA DE LOS TIEMPOS
CARACTERÍSTICOS DE LOS PULSOS
DE CORRIENTE.

*Memoria presentada por Gonzalo Ferro Costas
para optar al grado de Doctor en Física por la
Universidad de Santiago de Compostela.*

23 de septiembre de 2010

*Contribución al estudio de la transición al estado normal
inducida por altas densidades de corriente en películas de
YBa₂Cu₃O_{7-δ}: Influencia de los tiempos característicos de
los pulsos de corriente.*

Gonzalo Ferro Costas
E-mail: gonzalo.ferro@usc.es

Tesis presentada en la
Universidade de Santiago de Compostela, España,
para la obtención del título de Doctor en Física

<http://www.usc.es>
Facultade de Física, Santiago de Compostela.

Este documento ha sido creado con
T_EXnicCenter Versión 1.0 Stable Release Candidate 1 (MiK_TE_X 2.8)
23 de septiembre de 2010

D. Félix Vidal Costa e D. Antonio Veira Suárez, catedrático e profesor titular da Universidade de Santiago de Compostela respectivamente,

CERTIFICAN

que a presente memoria, titulada “*Contribución al estudio de la transición al estado normal inducida por altas densidades de corriente en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: influencia de los tiempos característicos de los pulsos de corriente*”, foi realizada por **D. Gonzalo Ferro Costas** baixo a súa dirección, e que constitúe a Tese que presenta para optar ao grado de Doutor en Física.

E, para que así conste, asina a presente en Santiago de Compostela a 23 de septiembre de 2010.

Vº. e praxe
Félix Vidal Costa

Vº. e praxe
Antonio Veira Suárez

Directores de la tesis

Prof. Dr. D. Félix Vidal Costa
Universidad de Santiago de Compostela

Dr. D. José Antonio Veira Suárez
Universidad de Santiago de Compostela

Miembros del tribunal

Prof. Dr. D. Manolo J. Tello León
Universidad del País Vasco.

Dr. D. Pierre Bernstein
CRISMAT-ENSICAEN (UMR-CNRS) (Caen)

Dr. D. Jesús Maza Frechín
Universidad de Santiago de Compostela

Dr. D. Gerardo Domarco Álvarez
Universidad de Vigo

Dr. D. Mauricio Ruibal Acuña
Centro Tecnológico AIMEN

Agradecimientos.

Quiero mostrar aquí mi agradecimiento a todas aquellas personas e instituciones sin cuya ayuda y apoyo no se hubiese podido realizar este trabajo de Tesis.

En primer lugar mis más sinceros agradecimientos a los dos codirectores de mi tesis: los profesores Drs. Félix Vidal y José Antonio Veira. Al profesor Vidal por haberme aceptado en su grupo de investigación y por haber codirigido esta tesis. Sus acertados consejos y planteamientos han contribuido a la realización de este trabajo y han ampliado mi capacidad de autocrítica. Al profesor Veira por todos los consejos e ideas que me ayudaron a superar las diferentes (y numerosas) dificultades experimentales que iban surgiendo en el diseño y el montaje experimental del nuevo dispositivo de medidas.

Al profesor Dr. Jesús Maza Frechín le debo agradecer el poner a mi disposición todo sus programas de análisis, sin los cuales todo el trabajo de estudio del modelo térmico por elementos finitos no hubiese sido posible.

Al Dr. Mauricio Ruibal, que durante los primeros años de estancia en el grupo me transmitió sus conocimientos sobre los dispositivos experimentales de síntesis de películas y de medida de las mismas. El diseño de los dispositivos utilizados en las medidas rápidas de este trabajo deben mucho a su ayuda inicial.

Al Dr. M. Osorio por toda la ayuda y el apoyo que me ha brindado en las diferentes etapas de este trabajo, desde la síntesis de muestras hasta el análisis de resultados pasando por el diseño del montaje experimental.

A los profesores Drs. Jesús Mosqueira, Carolina Torrón y Manolo Vázquez por que he perdido la cuenta de todas las veces que me han ayudado con sus consejos durante todos los años en el laboratorio. Al

Dr Carlos Carballeira por todas las conversaciones que hemos tenido en esos cafés del mediodía sobre física (y sobre fútbol).

A todos aquellos miembros del laboratorio que ya lo han abandonado pero que durante su estancia me han ayudado de incontables maneras en mi trabajo cotidiano: a Montserrat Blanch y a los Drs. Félix Soto y Lucía Cabo y en especial al Dr. Jose Antonio Lorenzo por toda la ayuda que me brindó en la elaboración del programa de simulación mediante elementos finitos.

A Juan Turnes por su inestimable colaboración en el trabajo de fabricación y adaptación de todos los portamuestras utilizados para las medidas de este trabajo.

A las nuevas incorporaciones del laboratorio: Noelia Cotón, Javier Dancausa y Ramón Iglesias, cuyas conversaciones en las cafeterías han alegrado mi estancia en el laboratorio los últimos meses.

A mi familia por apoyarme en todo momento y darme todo su cariño, en especial a mis padres por haberme aguantado todos estos años y a mi hermano David (por ser el tigre que es).

A mi novia Montse por todo el cariño que me ha proporcionado durante estos últimos años sabiendo aguantar todas mis locuras y mis altibajos.

A todos aquellos que con su amistad y con sus consejos han sabido animarme cuando estaba bajo de moral y que han sido mis compañeros de fechorías nocturnas o alguna vez han desafinado conmigo cantando en un Karaoke. (4-Locke, 8-Reyes, 15-Ford, 16-Jarrah, 23-Shephard, 42-Kwon.)

Por último, quiero agradecer el apoyo y soporte económico recibido del Ministerio de Educación y Ciencia a través de la beca FPI BES-2005-8699 y de los proyectos números MAT2004-43642 y FIS2007-63709 así como de la Xunta de Galicia a través de los proyectos del PGIDIT04TMT206002PR y del 07TMT007304PR.

Índice general

1. Introducción.	15
1.1. Contextualización del problema.	15
1.2. Principales mecanismos propuestos como causa del salto.	17
1.2.1. Mecanismos basados en dinámica de vórtices. . .	18
1.2.2. Mecanismos basados en efectos térmicos.	20
1.3. Objetivos de este trabajo.	24
2. Síntesis y caracterización de las muestras.	27
2.1. Síntesis de capas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	27
2.1.1. Síntesis mediante pulverización catódica DC. . .	28
2.1.2. Síntesis mediante Ablación Láser.	30
2.2. Caracterización estructural mediante difracción de Rayos-X.	31
2.2.1. Descripción del difractómetro.	32
2.2.2. Difractogramas θ - 2θ	34
2.2.3. Curvas de Basculamiento.	36
2.2.4. Caracterización mediante Microscopía de Fuerza Atómica.	38
2.3. Impresión de estructuras mediante fotolitografía.	41
2.4. Aplicación de contactos eléctricos.	47
3. Dispositivos de Medida.	53
3.1. Criostato de flujo continuo.	53
3.2. Portamuestras de medida.	57
3.3. Medidas de resistividad vs temperatura.	59
3.4. Medida de la Curva E-J a bajas densidades de corriente con nanovoltímetro.	60

3.5. Medidas de Curva EJ con sistema de pulsos.	61
3.5.1. Medidas en el rango de los milisegundos.	61
3.5.2. Medidas en el rango de los microsegundos.	64
3.5.3. Otros aspectos.	65
4. Resultados experimentales y tratamiento.	67
4.1. Medidas de Resistividad vs Temperatura.	67
4.2. Curvas $I(t)$ y $V(t)$	70
4.2.1. Rango de los milisegundos.	70
4.2.2. Rango de los microsegundos.	72
4.2.3. Pulsos de menos de $1 \mu s$	74
4.2.4. Obtención de las Curvas Voltaje vs Intensidad.	76
4.3. Curvas de Campo Eléctrico vs Densidad de Corriente Eléctrica.	80
5. Modelo térmico y análisis por Elementos Finitos.	85
5.1. Modelización de la geometría.	86
5.2. Mallado de la geometría.	89
5.3. Ecuación diferencial y condiciones de frontera.	89
5.4. Potencia disipada en el micropuente.	93
5.5. Protocolo de simulación.	95
6. Análisis de los resultados experimentales y comparación con la simulación numérica.	103
6.1. Rango de los milisegundos.	103
6.2. Rango de los microsegundos.	107
6.3. Comparación entre los rangos de medida.	112
6.4. Limitaciones del modelo térmico y discusión.	116
7. Resumen y Conclusiones.	123
7.1. Resumen.	123
7.1.1. Del experimento.	123
7.1.2. De la comparación entre el modelo térmico y los datos experimentales.	125
7.2. Conclusiones.	127
7.3. Líneas de continuación.	129

A. Análisis mediante elementos finitos del autocalentamiento térmico uniforme.	131
B. Cambios en banco de deposición PLASSYS™.	143
B.1. Sistema de medida de presiones.	144
B.2. Sistema de regulación de Temperatura.	147
B.3. Sistema de electroválvulas.	147
B.4. Sistema de bombeo.	152
B.5. Sistema Eléctrico.	154
B.6. Software de control.	156
C. Cálculos por elementos finitos con <i>Comsol Multiphysics</i>.	161
C.1. Funcionamiento básico.	161
C.2. Programa de simulación.	162
D. Cálculo del calentamiento en los contactos por elementos finitos.	173
D.1. Modelización de la geometría.	173
D.2. Ecuaciones diferenciales y condiciones de contorno. . .	176
D.3. Resultados de la simulación.	177
Referencias	179
Lista de publicaciones.	185
Índice de Figuras.	189
Índice de Tablas.	201

Capítulo 1

Introducción.

1.1. Contextualización del problema.

En la Figura 1.1 se muestra una representación esquemática del campo eléctrico frente a la densidad de corriente eléctrica (lo que se denomina curva E-J) para un superconductor de tipo II, a una temperatura menor que la temperatura crítica (T_c). Como se observa en la figura, por debajo de una densidad de corriente denominada crítica y denotada J_c , el campo eléctrico es cero. El mecanismo físico que explica esta transición continua en J_c hacia un estado disipativo es bien conocido desde los años 60 del pasado siglo [1, 2]: cuando se alcanza J_c , la fuerza de Lorentz ejercida por la corriente que circula por el superconductor sobre los vórtices magnéticos, es lo suficientemente grande como para ponerlos en movimiento, produciendo un campo eléctrico inductivo. En ausencia de un campo magnético aplicado desde el exterior, estos vórtices magnéticos serán debidos al autocampo, de amplitud superior al campo crítico H_{c1} , inducido por la propia corriente de transporte.

En la Figura 1.1 se observa que, a partir de J_c , a medida que aumenta la densidad de corriente aumenta el campo eléctrico medido en el superconductor. Justo por encima de J_c las fuerzas dominantes sobre los vórtices son la de agitación térmica y la de Lorentz, esta última asociada a la corriente aplicada. Este régimen se denomina de *flux creep*. Si la densidad de corriente aplicada sigue aumentando, la fuerza de Lorentz sobre los vórtices se vuelve la fuerza dominante,

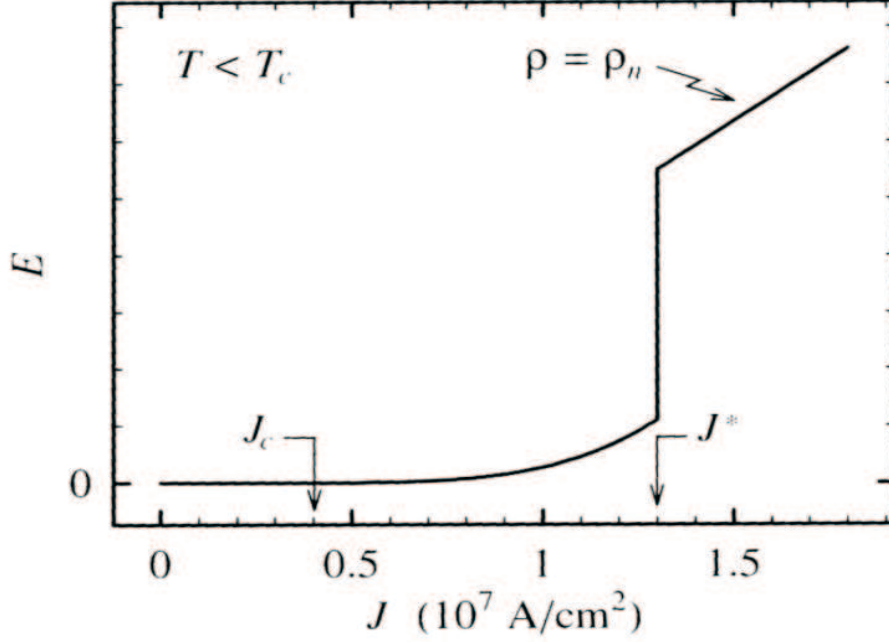


Figura 1.1: Representación esquemática de una curva E-J típica de un superconductor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a $T \leq T_c$. El eje vertical (el campo eléctrico) no está proporcionado con el horizontal, con el fin de apreciar los diferentes regímenes de transporte. Véase el texto.

alcanzándose el régimen denominado de *flux flow*[3]. En este régimen la relación entre el campo eléctrico y la densidad de corriente aplicada puede ser altamente no lineal tal y como se muestra en la figura.

Si todavía se sigue aumentando la corriente inyectada en el superconductor, se alcanza un valor, denominado corriente supercrítica y denotado J^* , a la cual se observa una transición brusca a un estado de mucha mayor disipación, que puede llegar a ser el estado normal. El correspondiente salto en resistividad aparente $\rho = E/J$ puede ser, típicamente, de hasta dos órdenes de magnitud mayor que el que se observa en el régimen de *flux flow*.

Sigue aún hoy en día sujeto a discusiones el mecanismo físico subyacente en este salto abrupto al estado normal debido a un incremento de la densidad de corriente aplicada a temperatura

exterior (del baño) constante¹, a pesar de que las primeras medidas y análisis cualitativos de J^* se realizaron hace más de 20 años y que sus implicaciones tecnológicas pueden ser considerables. El primer mecanismo de *quenching* fue propuesto por Larkin y Ovchinnikov en 1976 y basa sus fundamentos en la dinámica no lineal de vórtices [6]. Desde entonces se han realizado un gran número de estudios teóricos y experimentales sobre el *quenching* y se han propuesto diversos tipos de mecanismos para explicar este fenómeno, desde la dinámica no lineal de vórtices [4–13], hasta la rotura de pares de Cooper [14–16], incluyendo mecanismos de zonas calientes [17–21] y de avalanchas térmicas (o autocalentamiento) [22–29]. Los estudios más recientes [8, 9, 14, 15, 21, 25, 26, 30–33] sugieren que los diferentes tipos de mecanismos no se excluyen entre sí y que, dependiendo de los materiales y las condiciones experimentales, cada uno de esos mecanismos puede llegar a ser el más relevante o pueden cooperar entre ellos.

1.2. Principales mecanismos propuestos como causa del salto.

Realizaremos a continuación una enumeración y somera explicación de los diferentes mecanismos utilizados para explicar el *quenching*. Dividiremos los diferentes modelos en dos grupos en función de si el mecanismo se basa en la avalancha de vórtices magnéticos o no.

¹Señalamos aquí que un salto abrupto al estado normal puede originarse también aumentando la temperatura exterior (del baño) a corriente constante. En este caso el “salto” se denomina por su nombre en inglés: *quenching*. Ambas transiciones abruptas a estados de alta disipación pueden tener un origen físico muy diferente, aunque se suele utilizar la denominación *quenching* en ambos casos. En este trabajo se estudia únicamente el salto inducido por el aumento de la corriente a temperatura exterior (de baño) constante. Sin embargo, como es bastante habitual en la literatura, lo denominaremos también *quenching*.

1.2.1. Mecanismos basados en dinámica de vórtices.

Estos modelos explican la transición al estado normal en base al movimiento de los vórtices en el seno del superconductor, sin necesidad de apelar a ningún otro tipo de contribución externa como puede ser el calentamiento del superconductor.

Avalancha de Larkin-Ovchinnikov (LO).

El modelo de Larkin-Ovchinnikov [6] es el más ampliamente aceptado. Este modelo supone que los vórtices se mueven dentro del conductor como si estuviesen dentro de un fluido, de tal modo que existiría una viscosidad efectiva que se opondría al movimiento de los vórtices. La teoría de L-O propone que esta viscosidad efectiva tiene una anomalía: la viscosidad aumentaría con la velocidad de los vórtices hasta alcanzar un máximo, no obstante a partir de este punto la viscosidad volvería a disminuir y los vórtices cada vez encontrarían menos oposición a su movimiento, aumentando así su velocidad (con el consiguiente decrecimiento de la viscosidad) hasta que se generase una avalancha de vórtices, que daría lugar a altas disipaciones que harían transitar la muestra al estado normal.

En la teoría LO esta anomalía en la viscosidad efectiva se justifica apelando a que el tiempo de dispersión interelectrónica, τ_{ee} , es mayor o del orden del tiempo de dispersión electrón fonón, τ_{ef} , que es el tiempo característico de termalización de los electrones normales dentro del núcleo del vórtice. Así pues cada vez que un conjunto de electrones sufre una variación energética, la energía no se distribuye lo suficientemente rápido entre todos los electrones, por lo que no se pueden considerar termalizados entre sí. Para hacernos una idea de que queremos decir con esto recurramos a la siguiente imagen [4]: supongamos un vórtice que se mueve en el seno de un material superconductor (un vórtice es una isla de material normal que se mueve en un mar superconductor). Al desplazarse el vórtice, el material que antes era normal se convierte en superconductor, mientras la nueva región recién ocupada pasa a convertirse en normal. Que el tiempo de dispersión interelectrónica sea mayor que el de interacción electrón-fonón, supondría que el vórtice se mueve más

rápido que el tiempo que tarda la nueva zona en transitar de superconductor a normal, y de que la zona normal dejada atrás transite a superconductora. Este efecto repercute directamente en la función de distribución electrónica, ya que habrá menos electrones normales dentro del vórtice y más fuera de él, que cuando el vórtice está en reposo o se mueve lentamente. Esto se interpreta como una disminución del diámetro del vórtice, de tal modo que a medida que éste se estrecha su rozamiento con el entorno se reduce, disminuyendo pues la viscosidad efectiva al que se ve sometida en su movimiento. El tratamiento matemático es complicado y está más allá de las pretensiones de esta contextualización.

Avalancha de Bezuglyj y Shklovskij(BS).

Este modelo extiende el modelo de LO al incluir el calentamiento inevitable de las cuasipartículas [7]. Este modelo es el más empleado, ya que presenta una mayor versatilidad a la hora de comparar el modelo teórico con los resultados experimentales. De todos modos en el modelo BS el calentamiento es una corrección de orden menor, siendo el verdadero artífice del salto el mecanismo de LO .

Otros mecanismos de dinámica de vórtices.

Los mecanismos más comunes para explicar la transición al estado normal son los anteriormente descritos (L-O y B-S). No obstante varios autores han propuesto otros modelos diferentes también basados en dinámica de vórtices. Los más comunes son los que suponen que los vórtices permanecen anclados a lo largo de toda la curva E-J y la caída de potencial observada se debe a pequeñas avalanchas locales o saltos finitos de un punto de anclaje a otro. Entre estos mecanismos podemos destacar el propuesto por Pierre Bernstein y colaboradores [11, 12], que supone que los vórtices se mueven activados térmicamente a través de las uniones débiles existentes en las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. En este mecanismo el *quenching* se describe en términos de un incremento brusco de la tasa de calor disipado debido al total desanclaje de los vórtices y relaciona los valores de J^* con los valores de J_c .

Kunchur ha propuesto un mecanismo esencialmente opuesto a la avalancha LO, en el que los vórtices aumentan su tamaño, en vez

de reducirlo, cuando se mueven a altas velocidades [32]. Esto ocurre cuando el tiempo de dispersión interelectrónica τ_{ee} es menor que el de dispersión electrón-fonón τ_{ef} , lo que sucede a temperaturas muy bajas y a campos magnéticos elevados. Al elevarse la temperatura de los electrones debido a la disipación, aumenta la región normal en torno a los vórtices, incrementando éstos su tamaño, y la viscosidad se reduce igualmente debido a que los gradientes en torno a los vórtices se suavizan con este aumento de tamaño. El efecto final es el mismo: la velocidad de los vórtices aumenta, y se alcanza una inestabilidad.

1.2.2. Mecanismos basados en efectos térmicos.

En el caso de los mecanismos basados en dinámica de vórtices, el salto abrupto hacia un estado altamente disipativo es un fenómeno inducido por una corriente, es decir, el salto se produce cuando se alcanza una densidad de corriente supercrítica. Un punto de vista alternativo es el que ofrecen los modelos basados en efectos térmicos, donde el salto es inducido por la temperatura. Para poder explicar esto en detalle, partimos de la siguiente observación: debido a que el tiempo de medida de una curva E-J no es cero aparecerá un calentamiento inevitable, que aumentará la temperatura de la muestra. Si durante una medida de una curva E-J se alcanzase una temperatura a la que el sistema no fuese capaz de mantener estable el balance térmico, esto daría lugar a una avalancha térmica que elevaría la temperatura por encima de T_c . En este caso el salto como hemos comentado antes sería inducido por la temperatura. Debemos resaltar aquí que la temperatura a la que se rompe el balance térmico no tiene porque ser una temperatura muy alta (ni siquiera tiene que ser superior a T_c). De hecho de acuerdo con los datos experimentales [33, 34], no es necesario más que un aumento de 2-3 K sobre la temperatura del baño para disparar la avalancha térmica. El balance térmico es complejo e implica potencia inyectada [21], aumento de la potencia con la temperatura, tiempo de medida, acoplamiento térmico entre el material y el entorno etc.

La mayor parte de los modelos térmicos que estudian el *quenching*, se basan en la propagación de puntos calientes (*hot spots*) que a su vez engloban diversos tipos de generadores de puntos calientes:

inhomogeneidades [21], distribuciones no uniformes de temperatura mantenidas por la corriente, *phase slip centers* [16–20]... En estas teorías los puntos calientes aparecen por definición y lo que se estudian es la forma en la que estos puntos calientes se propagan por la muestra.

Dentro de los modelos térmicos, además de los de punto caliente, aparece un segundo tipos de modelos en los que el salto se genera única y exclusivamente por calentamiento uniforme inevitable de la muestra en el estado mixto. Dentro de estos modelos remarcamos el desarrollado en nuestro laboratorio en el trabajo doctoral J. Viña [25, 26]. Explicaremos a continuación más en profundidad este modelo.

Modelo de autocalentamiento.

Este modelo se propuso para explicar la transición superconductora en micropuentes de capas delgadas de materiales superconductores. Sus ingredientes fundamentales son: la alta dependencia de la disipación en la muestra con la temperatura y la correcta evaluación del intercambio térmico entre la muestra y el sustrato.

El primer ingrediente de nuestro modelo parte de la observación experimental de que la potencia disipada en la muestra depende de la temperatura a la que la muestra se encuentre. Esta afirmación se puede observar en la Figura 1.2, donde se muestra un esquema de curvas E-J típicas de un superconductor (antes del salto, obviamente) a diferentes temperaturas. En esta figura si fijamos la densidad de corriente observamos que pequeñas variaciones en temperatura darán lugar a un aumento considerable de la potencia disipada en el superconductor ($\dot{Q} = E \cdot J$), que en la Figura 1.2 estaría representada por los diferentes rectángulos inscritos. Se pone de manifiesto que cualquier posible calentamiento del film es extremadamente relevante ya que un pequeño aumento de temperatura puede conllevar un aumento respetable de la potencia disipada.

En los cálculos del modelo de autocalentamiento, esta dependencia de la potencia disipada con la temperatura se resuelve apelando a un mecanismo de *realimentación*: es decir cuando la temperatura de la muestra aumenta, aunque sea levemente, hay que recalcular la potencia disipada en función de la nueva temperatura, lo que genera nuevamente un aumento de temperatura con el consiguiente

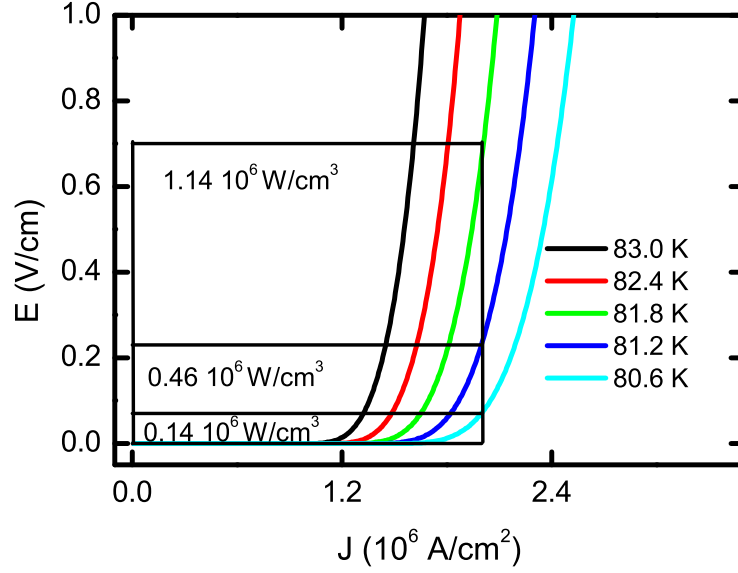


Figura 1.2: Típicas curvas E-J para diferentes temperaturas para un micropuente de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ depositado sobre SrTiO_3 . El área bajo los rectángulos muestra como varía la potencia disipada al variar la temperatura.

aumento de potencia disipada y así sucesivamente. No realizar tales consideraciones nos llevaría a subestimar el calor disipado.

El segundo ingrediente de nuestro modelo es un adecuado cálculo del intercambio térmico entre el filme y el entorno a través del sustrato. En nuestro problema de calentamiento hay que realizar un balance energético entre la potencia disipada en el filme y el calor evacuado por el filme al entorno. Mientras todo el calor disipado se pueda evacuar, el sistema estará estable, pero en el instante en que el calor generado supere a la evacuación la muestra se calentará progresivamente. En el caso de un sistema filme-sustrato cristalino, la mayor parte del calor se evacuará al sustrato suponiendo para ello un término de transferencia entre dos medios del tipo $\dot{Q} = hA(\Delta T)^n$, donde ΔT es la diferencia de temperaturas entre la muestra y su entorno, h es el coeficiente de transferencia de calor film-sustrato, A el área de contacto entre la muestra y el sustrato y n un exponente del orden

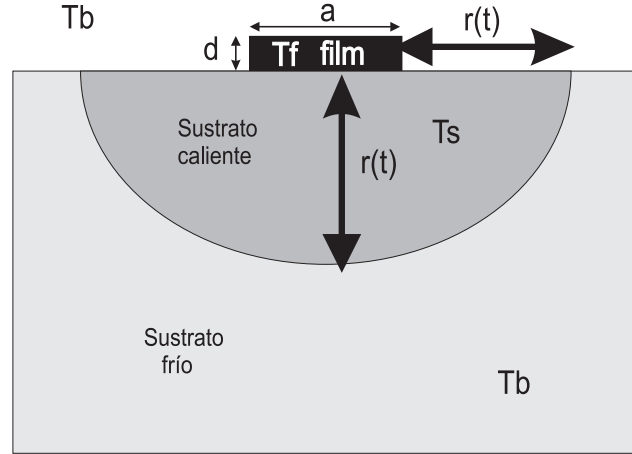


Figura 1.3: Representación esquemática de un corte transversal micropuente-sustrato. La zona sombreada es el volumen de sustrato que se ha calentado después de un tiempo t desde que comenzó la disipación en el micropuente. El resto del sustrato se supone a la temperatura del baño refrigerante T_b .

de 1. El acierto de nuestro modelo de autocalentamiento consiste en computar adecuadamente el término ΔT . *A priori* podríamos simplificar este término suponiéndolo igual a $\Delta T = T_f - T_b$, donde se supone que el sustrato está a una temperatura constante (e igual a T_b), mientras que la película estará a una temperatura superior T_f . Esta simplificación nos llevaría a sobrestimar el calor evacuado en la película.

Lo que en realidad pasa se puede ver esquemáticamente en la Figura 1.3. En esta figura se muestra un esquema conceptual de un corte transversal del conjunto micropuente-sustrato, que no está a escala (ya que el espesor d es mucho más delgado en proporción a su ancho a). Como podemos observar pasado un tiempo t desde que comienza la disipación en el micropuente, el calor ha penetrado una distancia $r(t)$ en el sustrato (zona sombreada de la figura), generándose por tanto una distribución no uniforme de temperaturas en el seno

del sustrato, que mermaría la capacidad de evacuación del calor con respecto al caso en que suponemos el sustrato termalizado con la temperatura del baño. La distancia de penetración $r(t)$ vendrá dada por [37, 38]:

$$r(t) = 2\sqrt{Dt} \quad (1.1)$$

donde D es la difusividad térmica en el seno del sustrato que vendrá dada por $D = \kappa/C_p$, donde κ es la conductividad térmica y C_p el calor específico por unidad de volumen del sustrato. La distribución no uniforme de temperaturas generada por la penetración del calor en el sustrato, requiere de complejos cálculos numéricos para su exacta determinación. En este modelo la distribución no uniforme de temperaturas en el sustrato se sustituye por dos partes: una parte de sustrato termalizada con el baño externo T_b (lo que en la Figura 1.3 se denomina sustrato frío) y una segunda parte cercana al filme (sustrato caliente) que está a una temperatura promedio: $T_f > T_b$.

Con estos dos ingredientes este modelo consigue generar una curva E-J que presenta una discontinuidad abrupta, a partir de una curva E-J suave y continua, denominada curva *background* que sería la curva E-J real si pudiésemos medir infinitamente rápido y evitar los efectos de autocalentamiento (es decir sería la curva E-J a temperatura constante). La Figura 1.4 muestra un ejemplo de lo que acabamos de decir. Las densidades de corrientes supercríticas que predicen el modelo de autocalentamiento difieren entre un 10-20 % de las obtenidas experimentalmente, a pesar de la simpleza del modelo.

1.3. Objetivos de este trabajo.

Este trabajo es una continuación natural de los estudios de corrientes supercríticas, en capas delgadas de superconductores de alta temperatura crítica (HTSC) que se han venido realizando en nuestro grupo de investigación en los últimos años. Esta línea de investigación se inició con el trabajo doctoral de S.R. Currás [35, 36] en donde se estudió las corrientes supercríticas en micropuentes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) sintetizados en nuestro laboratorio. La duración de los pulsos de intensidad utilizados para esas medidas eran del orden de las decenas de milisegundos y no permitieron concluir sobre la relevancia

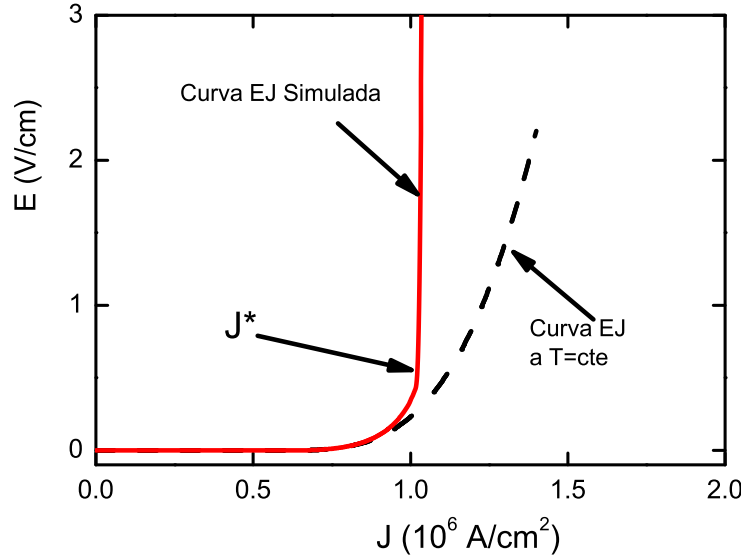


Figura 1.4: En la Figura se muestra una curva E-J suave y continua, no afectada por el calentamiento, curva a trazos negra, y la curva E-J con salto, curva continua rojo, obtenida por el modelo de autocalentamiento partiendo de la primera curva. Se marca en la figura el punto donde se produce el salto en la curva E-J simulada.

de los efectos térmicos.

Posteriormente en su trabajo de doctorado J. Viña [25, 26] extendió esas medidas al rango de los milisegundos y propuso, además, un modelo térmico de autocalentamiento uniforme (comentado en la sección 1.2.2) que permite explicar sus resultados experimentales sobre $J^*(T)$.

En el trabajo de doctorado de M. Ruibal [27, 28] se estudia por primera vez J^* en micropuentes con anchuras inferiores a la longitud de difusividad térmica para los tiempos característicos de los pulsos de corriente usados (del orden de los milisegundos). Dicho estudio ha proporcionado una demostración experimental directa del origen térmico de J^* bajo las condiciones de estos experimentos. En este caso, la transición en J^* a un estado altamente disipativo era debida a un autocalentamiento uniforme inducido por efectos de *flux flow*

convencional (no singular).

Más recientemente los resultados de J. Viña y M. Ruibal han sido analizados cuantitativamente en términos de un modelo de autocalentamiento uniforme elaborado por J. Maza [29] (ver Apéndice A), dando lugar unas predicciones de J^* que solamente diferían menos de un 5 % de los valores obtenidos experimentalmente en dichos trabajos.

En este trabajo hemos extendido estos experimentos sobre J^* a pulsos de corriente mil veces más cortos (del orden del microsegundo). Lo que se pretendía observar eran posibles cambios de comportamiento en las curvas características E-J al disminuir el tiempo del pulso de corriente, así como poder apreciar la posible relevancia de otros mecanismos de *quenching* además de los térmicos. Con este fin se ha diseñado y puesto a punto un sistema de medidas rápidas de transporte eléctrico, que nos ha permitido medir curvas E-J en diferentes rangos temporales: desde las centenas de microsegundos hasta tiempos de unas pocas centenas de nanosegundos. Asociado a dichas medidas, se han desarrollado una serie de procedimientos de análisis que nos han permitido automatizar la comparación entre los resultados obtenidos a diferentes tiempos de pulso y estudiar la influencia del autocalentamiento en el *quenching*. Además, las simulaciones numéricas asociadas al análisis de datos han sido mejoradas mediante la utilización de una herramienta basada en elementos finitos.

Capítulo 2

Síntesis y caracterización de las muestras.

En este capítulo se describen los procesos de fabricación de las muestras usadas en las medidas realizadas en este trabajo. También se describe las técnicas de caracterización estructural y morfológica empleadas para comprobar la calidad de dichas muestras. Finalmente se describe el proceso de preparación de las muestras para la realización de las posteriores medidas.

2.1. Síntesis de capas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Las muestras utilizadas para las medidas de este trabajo son películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), depositadas sobre sustratos monocristalinos de SrTiO_3 . Para la fabricación de dichas películas se han empleado dos técnicas diferentes de fabricación: Pulverización Catódica (*sputtering*) DC y Ablación Láser (PLD). Ambos métodos de fabricación pertenecen al grupo de técnicas físicas de deposición cuyas principales características son [39, 40]:

- El material a partir del cual se crece la película se encuentra inicialmente en estado sólido.
- Este material es evaporado por mecanismos físicos (evaporación

o colisión).

- Empleo de bajas presiones (≤ 1 mbar) para que el recorrido libre medio de los átomos, en estado gaseoso, sea lo suficientemente grande como para llegar al sustrato donde crece la película.

Se explica a continuación las características propias de cada una de las técnicas utilizadas.

2.1.1. Síntesis mediante pulverización catódica DC.

Esta técnica se ha venido utilizando en nuestro grupo de investigación desde hace algunos años, dando lugar a las muestras empleadas en varias tesis doctorales [26, 27, 35].

Se presenta en la Figura 2.1 un esquema del mecanismo de deposición de pulverización catódica DC. Como se observa en la figura, en este tipo de procesos, la película se forma a partir de átomos extraídos de un blanco, que es una pastilla policristalina del material que se desea crecer, bombardeado con iones que se generan a partir de la aplicación de una alta diferencia de potencial (~ 1000 V) sobre un gas a baja presión (~ 1 Torr), denominado gas de pulverización (en nuestro caso oxígeno). Los iones así generados son acelerados hacia el cátodo, donde se encuentra situado el blanco sobre el que impactan, arrancando partículas de su superficie que se depositan sobre un sustrato situado a muy poca distancia del blanco (en nuestro caso unos 3 cm). La película, así crecida, mantiene la misma composición estequiométrica que la del material del blanco. Los iones que impactan en el blanco son neutralizados y vuelven a formar parte de la atmósfera inicial.

Para la fabricación de muestras por *sputtering* se han empleado dos dispositivos diferentes: una modificación de un banco pulverización catódica comercial Plassys MP40 (ver Apéndice B) y una cámara de deposición diseñada íntegramente en nuestro laboratorio.

Para la deposición del YBCO, el sustrato debe estar a una temperatura de unos 830 °C y la presión del oxígeno debe ser de aproximadamente 1.5 Torr. A esta temperatura el YBCO se deposita con estructura tetragonal (no superconductora), por lo que una vez

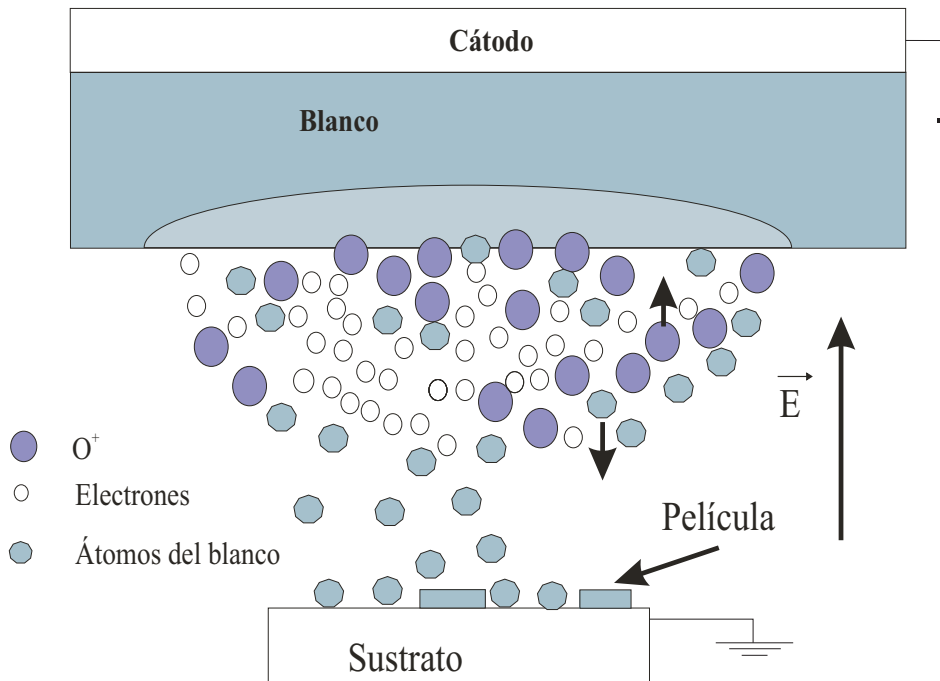


Figura 2.1: Dibujo esquemático de la deposición de películas mediante pulverización catódica Dc.

finalizada la deposición de la película, ésta se debe someter a un proceso de oxigenación que permita alcanzar el dopaje óptimo de O_2 y obtener la estructura ortorrómbica, que sí es superconductora. En los dos bancos de deposición esta oxigenación se realiza *in situ* mediante un proceso de dos pasos: un primer paso donde se oxigena a una temperatura de 600°C , durante 30 minutos a una presión de O_2 de 500 Torr, y un segundo paso a la misma presión y tiempo pero a 400°C . Antes del proceso de deposición propiamente dicho, se realiza un *presputtering* de una hora, que consiste en llevar el sistema de forma controlada y paulatina, a las condiciones de deposición (temperatura del sustrato, presión de O_2 , potencia de ionización) óptimas. En la Tabla 2.1 se muestra los parámetros de deposición utilizados para la síntesis de nuestras muestras.

Parámetro	Valor
Potencia de pulverización	$\sim 5 \text{ W/cm}^2$
Corriente de pulverización	$\sim 400 \text{ mA}$
Distancia blanco-sustrato	$\sim 3 \text{ cm}$
Presión de O_2	$\sim 1.5 \text{ Torr}$
Temperatura de deposición	830° C
Tiempo de deposición	2 h
Tiempo de oxigenación y postoxigenación	30 min
Presión de oxigenación y postoxigenación	500 Torr
Temperatura de oxigenación	600° C
Temperatura de postoxigenación	400° C

Tabla 2.1: Parámetros usados en la deposición por pulverización catódica DC.

2.1.2. Síntesis mediante Ablación Láser.

El crecimiento mediante esta técnica de las capas utilizadas, se realizó en las instalaciones del instituto de nanotecnología MESA+ perteneciente a la Universidad de Twente (Países Bajos). En la técnica de deposición mediante ablación láser, se utilizan pulsos láser de alta energía para vaporizar material a partir de un blanco de mayor densidad, que en el caso de la pulverización catódica. Las partículas arrancadas del material son depositadas sobre un sustrato situado en posición opuesta al blanco, resultando en el crecimiento de una película delgada. Las ventajas de esta técnica sobre la anterior son:

- Control de la energía cinética de las partículas del plasma arrancado.
- Fácil transferencia de estequiometría a altas presiones ($\geq 0.1 \text{ mbar}$) de deposición.
- Alta tasa de arranque y deposición: $10^2\text{-}10^5 \text{ nm/s}$ frente a $10^{-2}\text{-}10^{-1} \text{ nm/s}$ de la pulverización catódica.
- La deposición del material sucede separadamente (en el tiempo) al crecimiento (mediante la redistribución de las partículas depositadas) de la película.

Parámetro	Valor
Voltaje láser	18 kV
Máscara	7x7x2 mm ²
Energía del haz	70 mJ
Frecuencia de los pulsos	1 Hz
Tiempo de deposición	30 min
Presión de O ₂	0.1 mbar
Temperatura de deposición	780 °C
Temperatura de oxigenación 1	600 °C
Tiempo de oxigenación 1	30 min
Temperatura de oxigenación 2	450 °C
Tiempo de Oxigenación 2	30 min

Tabla 2.2: Parámetros usados en el crecimiento mediante ablación con láser pulsante (PLD).

- Es posible obtener información *in situ* del crecimiento mediante difracción de electrones reflejados de alta energía (RHEED) a alta presión.

En la Tabla 2.2 se muestra los parámetros de deposición utilizados para la síntesis de muestras mediante este sistema. Una descripción más detallada del procesos de síntesis de películas de YBCO mediante ablación láser se puede encontrar en la tesis doctoral de M. Ruibal [27].

2.2. Caracterización estructural mediante difracción de Rayos-X.

Con el fin de comprobar la calidad estructural de las muestras crecidas para este trabajo se someten a una caracterización por difracción de rayos-X (XRD). La información más relevante que se obtiene con esta técnica en el caso de nuestras películas es la enumerada a continuación:

- Determinación de la orientación preferente de crecimiento de nuestra película.

- Observación e identificación de orientaciones y/o fases secundarias en nuestras muestras
- Estimación de la mosaicidad, que nos indica la distribución de orientación de los microgranos respecto a una orientación preferente.

2.2.1. Descripción del difractómetro.

Las medidas de difracción de rayos X en las películas de YBCO fueron realizadas en un difractómetro de polvo Siemens D-5005 disponible en los servicios generales de la Universidad de Santiago de Compostela (CACTUS). Los principales elementos de este difractómetro son:

1. Fuente de radiación. Consta de un tubo de rayos X que es un anticátodo de cobre del tipo FL Cu 4KE y un generador de alto voltaje. Las condiciones de trabajo serán: 40 kV y 30 mA. La radiación que se usa es la K_{α} del cobre ($\lambda = 1541 \text{ \AA}$), que en realidad consta de dos líneas de emisión $K_{\alpha 1}$ ($\lambda = 1.540 \text{ \AA}$) y $K_{\alpha 2}$ ($\lambda = 1.5443 \text{ \AA}$).
2. Detector de centelleo de tipo AXS F-Nr. J2-394.
3. Espejo Göbel. Son cristales multicapas de NiCu adaptados al Siemens-D5005 que se colocan a la entrada del detector y de la fuente. Así pues tanto el haz de radiación que llega a la muestra, como el que llega al detector son haces difractados por estas multicapas. Podemos ver un esquema del funcionamiento de esta óptica de multicapas en la Figura 2.2. La función principal de esta óptica multicapa es conseguir que los haces que irradian la muestra sean paralelos. Además este dispositivo permite eliminar la línea K_{β} del cobre.
4. Goniómetro de dos círculos $\theta - 2\theta$.
5. Portamuestras rotatorio para medidas de reflexión.
6. Rendijas cuyo fin es colimar el haz.

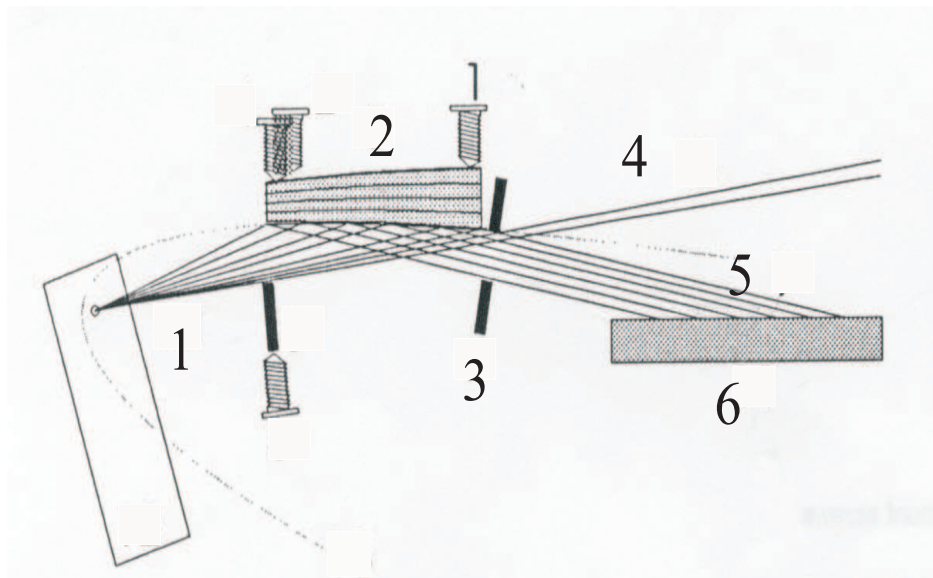


Figura 2.2: Esquema de la óptica multicapas. 1.-Haz divergente de la focal del tubo. 2.-Dispositivo de óptica multicapa. 3.-Rendija de salida. 4.-Haz directo. 5.-Reflexión paralela de la radiación K_{α} 6.-Muestra. Para el detector el esquema sería similar.

7. Paquete de software para el análisis y control (EVA):

Para realizar las medidas de difractometría se emplea la geometría de Bragg-Brentano, cuyo esquema se puede ver en la Figura 2.3. En esta geometría la superficie de la muestra (etiquetada como P en la Figura 2.3) debe ser tangente a la circunferencia de enfoque en la que se sitúan tanto la focal del tubo de rayos X (F) como el diafragma del detector. Además estos dos elementos deben estar sobre el círculo de medida como se muestra en la Figura 2.3. En esta misma figura podemos ver el convenio de ángulos utilizados. El ángulo 2θ es el que forma el detector con respecto a la prolongación del brazo de la fuente.

En esta misma figura aparece la disposición de las distintas rendijas que forman parte del difractómetro:

1. Diafragma de apertura (AB): delimita el área de la muestra que es irradiada, tiene una rendija colimadora de 0.6 mm.

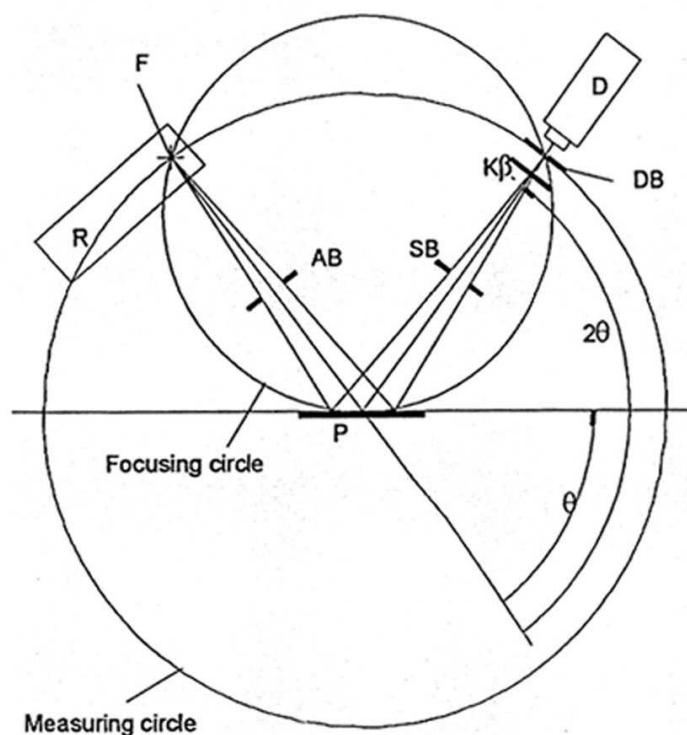


Figura 2.3: Geometría de Bragg-Brentano de difracción de rayos X. En la figura R es el tubo de rayos X, F es su focal, AB es el diafragma de apertura, P es la muestra, SB y DB son respectivamente, los diafragmas de radiación dispersada y del detector.

2. Diafragma del detector (DB) se usa para obtener la mejor resolución posible en el difractograma. La rendija es de 1 mm.
3. Diafragma colimador (SB) de rendija 0.2 mm cuya finalidad es la de eliminar la radiación dispersada.

2.2.2. Difractogramas θ - 2θ .

El barrido θ - 2θ consiste en mover los brazos acopladamente de manera que una variación del ángulo de la fuente implica una variación doble del ángulo del detector. Con este procedimiento de medida se

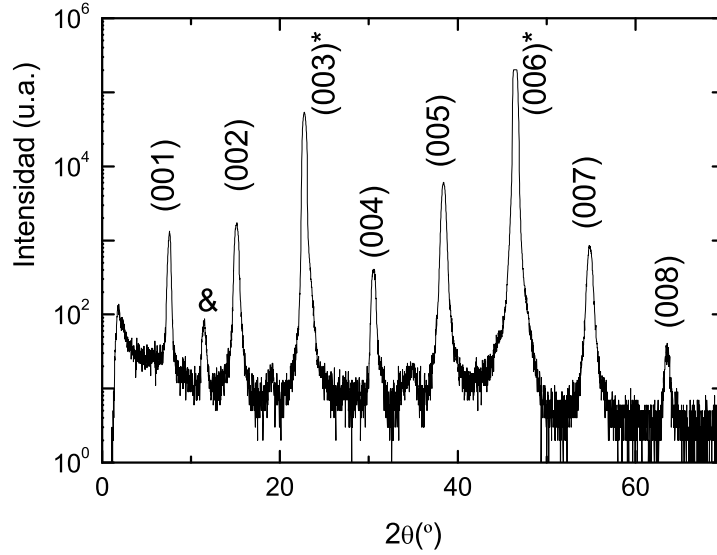


Figura 2.4: Difractograma típico $\theta - 2\theta$ para una de las muestras utilizadas en este trabajo. La aparición exclusiva de picos del tipo (00l) muestran una alta epitaxialidad en el eje c . Los picos marcados con el * se solapan con los picos (100) y (200) de STO. El pico marcado con $\lambda/2$ se corresponde a una reflexión de segundo orden ($\lambda/2$).

satisface constantemente la condición de Bragg:

$$\lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\theta$$

con $d = [(h/a)^2 + (k/b)^2 + (l/c)^2]^{-1/2}$. Donde $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ son los parámetros de red del LSCO y $\mathbf{h}, \mathbf{k}, \mathbf{l}$ son los índices de Miller del plano en que los rayos X sufren difracción.

En la Figura 2.4 se muestra un difractograma típico para una capa de YBCO donde se señalan los planos reticulares a los que corresponde cada pico. Solo aparecen los picos pertenecientes a la familia de planos (00l) que corresponden a un crecimiento en la dirección perpendicular a la capa (eje c), lo que indica una alta epitaxialidad de nuestras muestras. Los dos picos más intensos señalados con un asterisco coinciden a su vez con la posición de los picos (j00) correspondientes al

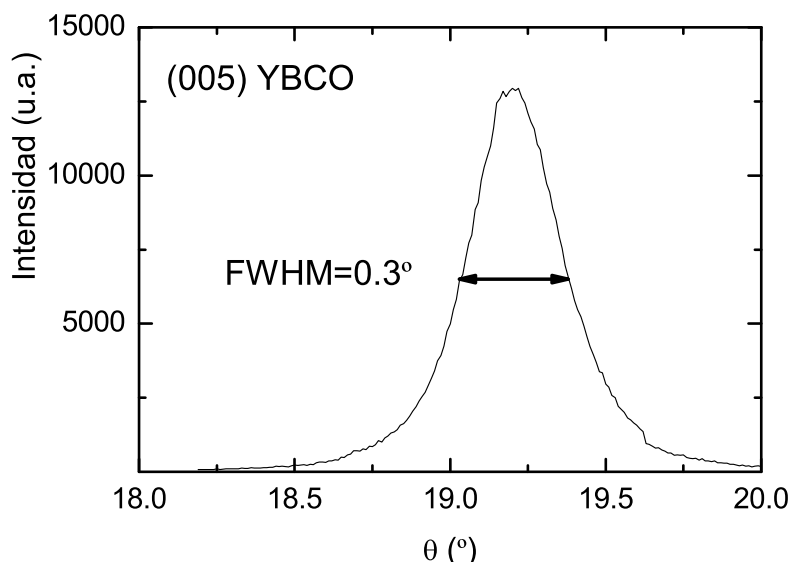


Figura 2.5: Curva de basculamiento típica para el pico (005) de una de nuestras muestras YBCO. La anchura a mitad de altura (FWHM) nos informa de la dispersión de orientaciones de los microgranos que conforman la muestra, en torno a la orientación preferente.

substrato; su mayor intensidad se debe al hecho de que el substrato es mucho más masivo que la capa crecida sobre él. El pico señalado con el símbolo & corresponde a una difracción de segundo orden. Es notable que en el difractograma se aprecia una clara ausencia de cualquier tipo de fase secundaria así como de cualquier otra orientación de crecimiento.

2.2.3. Curvas de Basculamiento.

En estas medidas mantenemos fijo el ángulo 2θ del detector respecto a la fuente, fijando así las posiciones relativas de ambos brazos. Para fijar este ángulo 2θ se elige la posición del pico más intenso de nuestra película que no solape con un plano de del sustrato, es decir el correspondiente al plano (005). A continuación se mueven los dos brazos acopladamente (*i.e.* rotamos ambos brazos con velocidades

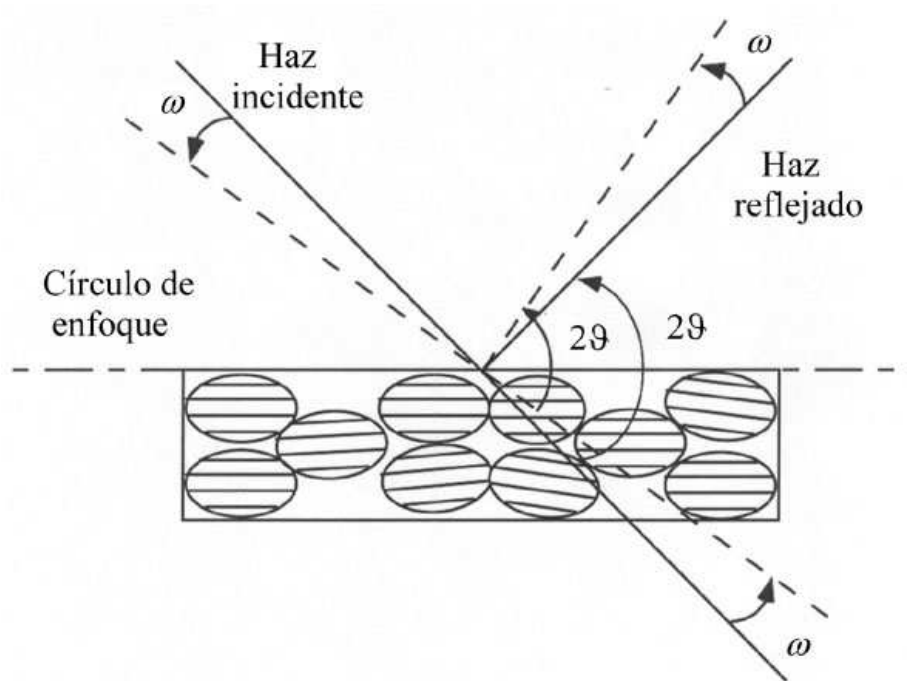


Figura 2.6: Esquema ilustrativo de como la orientación de los microgranos afecta a la reflexión de los rayos X para generar la curva de basculamiento.

angulares constantes de igual valor y signo) con el fin de mantener constante el valor del ángulo 2θ . El rango de medida será de unos pocos grados ($2^\circ - 3^\circ$) alrededor del valor del ángulo θ de la reflexión Bragg estudiada. Durante este barrido, la intensidad difractada por los planos de la muestra es recogida por el detector. Así obtendremos la distribución de orientaciones de los microgranos que forman la película (mosaicidad). Esta información vendrá suministrada por la FWHM (**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum o, anchura total a la mitad del máximo) de la curva de basculamiento. Podemos ver un ejemplo de curva de basculamiento en la Figura 2.5

En la Figura 2.6 se presenta un dibujo esquemático donde se ilustra lo que sucede en una curva de basculamiento: la mayor parte de los microgranos que conforman la muestra poseen una orientación θ que es la que da lugar al máximo de la curva de basculamiento. No obstante

aparecen un pequeño porcentaje de microgranos que presentan un ligero desalineamiento ($\pm\omega$) con respecto a la orientación principal de crecimiento, de tal modo que el detector recibirá también intensidad difractada constructivamente por los planos correspondientes a estas orientaciones: $\theta \pm \omega$. En el caso de nuestras muestras la FWHM es aproximadamente de 0.3° lo que muestra que nuestras películas crecen de forma muy ordenada.

2.2.4. Caracterización mediante Microscopía de Fuerza Atómica.

Una vez verificada la estructura de las capas delgadas, se puede obtener información acerca de la morfología de su superficie mediante microscopía de fuerza atómica (AFM). Para ello hemos usado un microscopio Digital Instruments (Santa Barbara, USA) NanoScope E en modo de contacto¹ que se muestra en la Figura 2.7. El funcionamiento del AFM se basa en una punta nanoscópica, que se sitúa en el extremo de una estructura flexible (cantiléver), que recorre la superficie de la muestra que se desplaza en el plano horizontal mediante un sistema de piezoeléctricos controlados electrónicamente. Un haz láser se hace incidir sobre la punta para medir la desviación del cantiléver y, mediante un sistema de realimentación, se provoca un desplazamiento vertical de la muestra mediante otro piezoeléctrico con el fin de mantener la misma flexión del cantiléver. Los valores de voltaje que se aplican a los piezoeléctricos en cada momento son registrados y usados para reconstruir una imagen en 3D de la superficie. Se usaron cantilevers standard de Si_3N_4 con una constante elástica entre 0.18 y 0.58 Nm^{-1} , la fuerza de contacto se estima que es menor a 10 nN .

Un ejemplo de las imágenes que se obtienen mediante AFM se muestran en la Figura 2.8. En la figura se muestran dos imágenes correspondientes a dos capas de distintos espesores crecidas mediante ablación láser. Se observa claramente un aumento de la rugosidad con el espesor además de la presencia de un mayor número de dominios en forma de *islas*. Pese a todo la capa (b) de mayor espesor, tiene

¹Conectado a una unidad de medida LFM-3/269

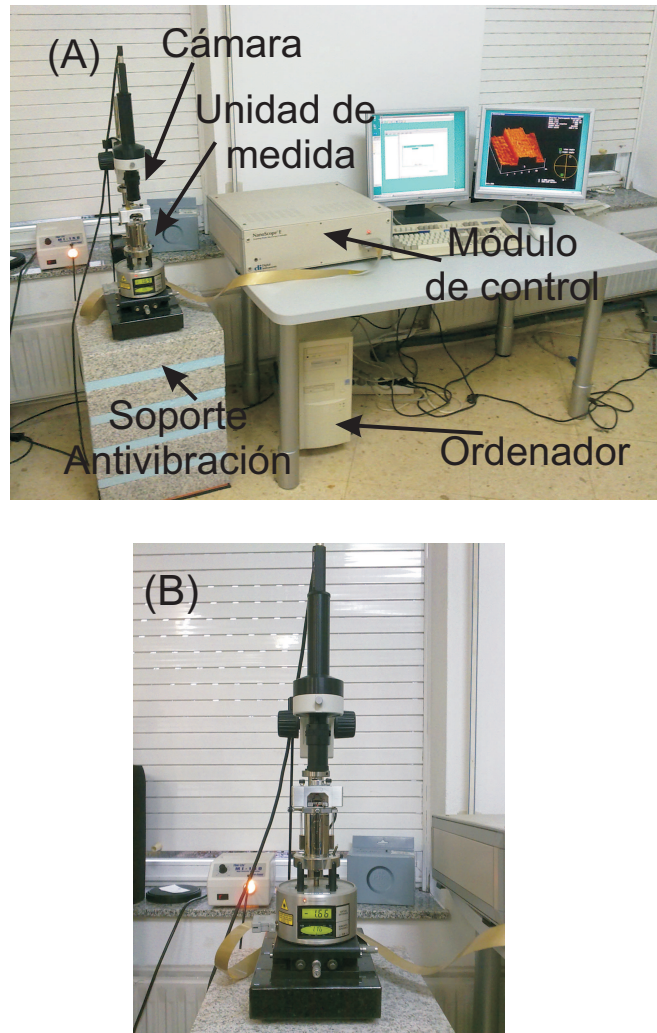


Figura 2.7: (a) Imagen del microscopio de fuerza atómica Digital Instruments Nanoscope E. (b) Detalle de la unidad de medida LFM-3/239 donde se pueden ver los indicadores de desviación vertical y horizontal del láser y el cilindro de piezoeléctricos. Sobre este cilindro se dispone el cabezal de medida con el láser y los fotodiodos de detección, a este cabezal se fija el cantiléver. Encima de la unidad de medida se sitúa un visor óptico acoplado a una cámara CCD que permite el seguimiento de la aproximación y situación de la punta sobre la muestra.

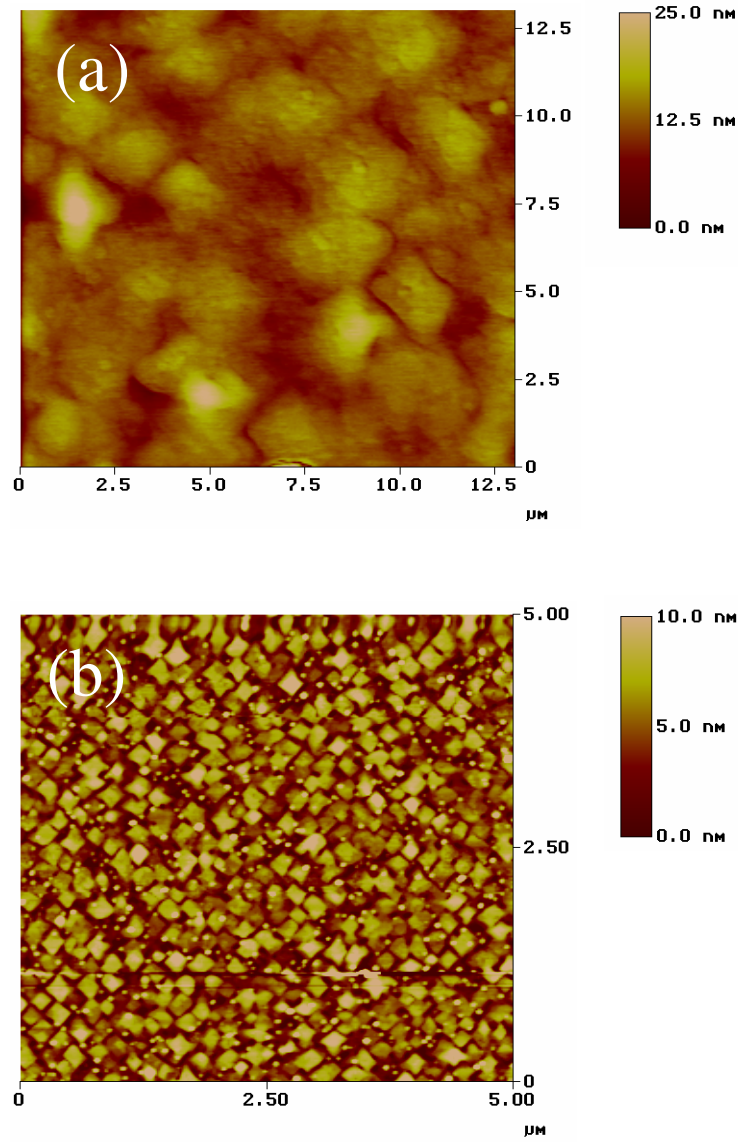


Figura 2.8: Imágenes obtenidas mediante AFM. (a) Imagen obtenida para una capa de ~ 50 nm de espesor. (b) Imagen obtenida para una capa de ~ 120 nm de espesor.

una rugosidad de ~ 5 nm que es un valor muy bueno. En general se ha observado mediante esta técnica que las capas crecidas mediante ablación láser poseen una rugosidad menor que las crecidas mediante pulverización catódica.

2.3. Impresión de estructuras mediante fotolitografía.

Una vez crecidas las capas sobre un sustrato de 5×5 mm es necesario someterlas a un proceso de fotolitografiado, a partir del que se obtendrán los patrones o circuitos con las estructuras adecuadas para la realización de los experimentos de transporte eléctrico. El fotolitografiado no afecta al espesor de las estructuras obtenidas, que siempre será el mismo para una determinada capa (suponiendo que sea homogénea). En nuestro caso los patrones consisten en una serie de micropuentes con la misma relación entre su longitud l y su anchura a (diez a uno) pero con distintas anchuras, tal como se puede observar en la Figura 2.9.

El fotolitografiado es un proceso similar al revelado fotográfico convencional. Se cubre la película con una resina fotosensible, y se estimula con radiación ultravioleta que pase a través de una máscara con el diseño del circuito deseado. De este modo, la parte de la resina que estaba en sombra por la máscara queda inalterada, pero la resina iluminada se vuelve atacable por agentes químicos que *revelan* la imagen de la máscara. Hay resinas positivas y negativas, en función de que la iluminación ultravioleta las haga sensibles o resistentes a los líquidos reveladores correspondientes. Dependiendo de cuál empleemos, la máscara con el circuito deberá ir en negativo o en positivo.

Una vez revelada la imagen de la máscara en la resina, una parte de la capa de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ queda al descubierto, mientras que otra parte, con la forma del circuito que deseamos grabar, permanece protegida por la resina. En este estado, atacamos químicamente la película, de modo que se disuelve en el ácido la parte de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ desprotegida. Posteriormente se elimina la resina restante, quedando grabado el circuito superconductor de la máscara. El proceso de

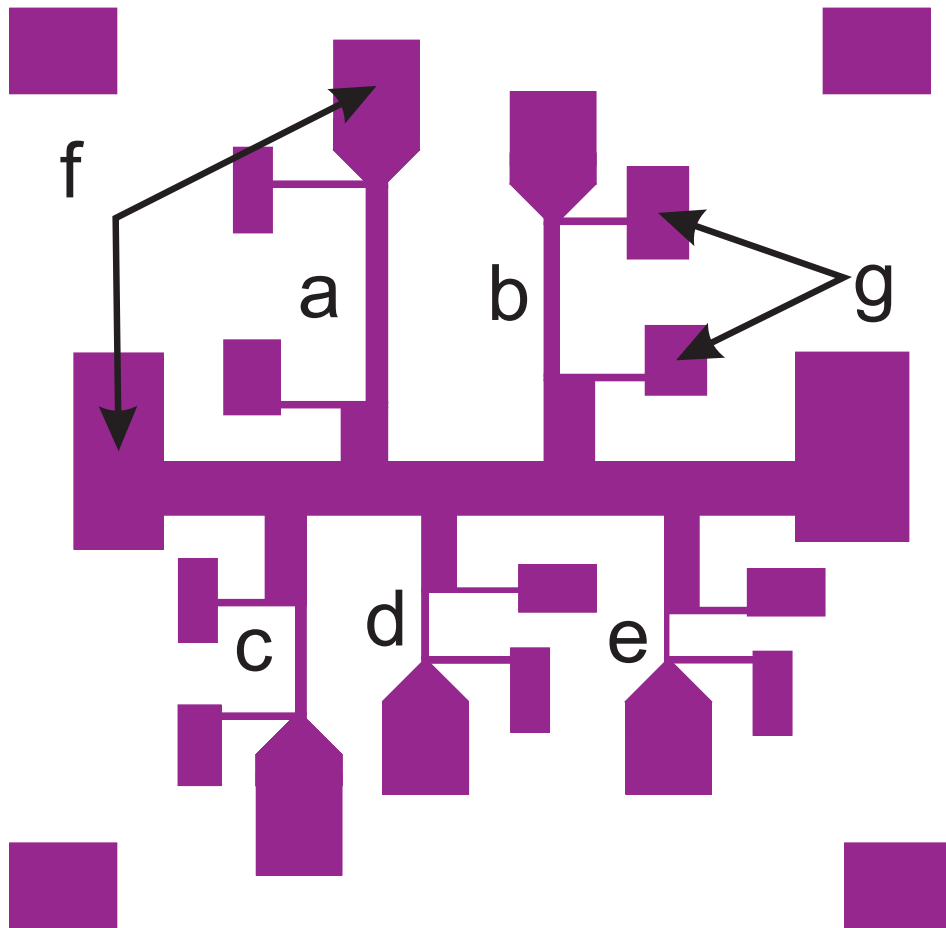


Figura 2.9: Ejemplo de patrón de impresión utilizado en nuestros experimentos. En este caso los micropuentes parten de un contacto central común. El ancho de los diferentes micropuentes es: **a.** $100\ \mu\text{m}$, **b.** $70\ \mu\text{m}$, **c.** $50\ \mu\text{m}$, **d.** $30\ \mu\text{m}$, **e.** $20\ \mu\text{m}$. Los contactos de corriente se etiquetan como **f** y los de voltaje como **g**. La longitud de los micropuentes es 10 veces su anchura.

fotolitografiado incluye los siguientes pasos:

1. Aplicación de la fotorresina. Se emplean un par de gotas de Shipley Microposit S1400-37, y se homogeneiza el espesor de esta capa protectora centrifugando la muestra a 4000 r.p.m durante unos treinta segundos (centrifugadora Headway Research PWH 101).
2. Endurecimiento de la fotorresina. Se introduce la muestra en un horno a 90°C durante 10 minutos para eliminar el disolvente de la resina.
3. Impresión del circuito. Bajo una lámpara insoladora ultravioleta (KarlSuss IN470 con lámpara de Xenon, en la figura 2.10) se alinean con cuidado la máscara y la muestra, y se iluminan entre unos 5-10 segundos.
4. Segundo endurecimiento. Horneado igual que el previo, para reforzar la adhesión de la fotorresina a la película, que puede estar debilitada por la acción del revelador. Así se aumenta la definición en el revelado y se consigue mayor resolución lateral.
5. Revelado. Se introduce la muestra en líquido revelador (Shipley Microposit Developer) durante unos 15 s, agitándola leve pero constantemente. Así se elimina la resina sensibilizada. Posteriormente se aclara con agua destilada. Hasta aquí el proceso de fotolitografiado es reversible, ya que el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ todavía no se ha atacado. Podríamos volver a iniciar el proceso, eliminando toda la resina con un baño de acetona.
6. Grabado. En este caso se ha usado grabado químico (o mordido) para las muestras crecidas mediante pulverización catódica, mientras que para las crecidas mediante ablación láser se ha usado ataque iónico no reactivo (NRIE).
 - a) En el grabado químico se introduce la muestra en una disolución acuosa de ácido ortofosfórico al 1 % durante unos 5-10 s, agitando ligeramente. El ácido elimina las regiones de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ que no están protegidas con la resina,

grabando el circuito de la máscara. Volvemos a aclarar rápidamente con agua destilada.

- b) El ataque iónico se realizó con iones de Argón acelerados durante ~ 10 minutos. Esta técnica se utilizó en las instalaciones de la Universidad de Twente (Países Bajos). La muestra se dispuso en un portamuestras rotante a fin de poder variar el ángulo de ataque de los iones. En nuestro caso, el ataque se hizo normal a la superficie de la película. De esta forma los iones muelen todo el material, tanto la resina como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crecido, hasta llegar a dejar al descubierto el sustrato. En nuestras capas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ y con la dosis de iones usada, la tasa de arranque estaba comprendida entre 5 y 10 nm/min. El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ situado justo debajo de la resina queda protegido frente al ataque, constituyendo el circuito que se quería impresionar.
7. Limpiado y secado. Eliminamos la resina restante, que todavía protege al $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, con un baño de acetona, y secamos con aire seco comprimido. A partir de este momento el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ queda desprotegido, por lo que se debe poner extremo cuidado en la manipulación de la muestra: no debe entrar en contacto con el ácido o el agua destilada, y hay que conservarla en ambiente seco.
 8. El grabado puede ser deficiente en los bordes del sustrato, en donde suelen quedar caminos superconductores que ponen en contacto distintas regiones de los micropuentes. Como el borde es una región alejada de los delicados micropuentes, podemos abrir estos caminos mediante una cuidadosa aplicación de microgotas de disolución de ácido.
 9. Finalmente se somete a la muestra a un baño de acetona y uno de etanol con el fin de limpiar los posibles residuos que pudieran quedar de la litografía. Después se procede a un secado cuidadoso con aire comprimido.

Para más información acerca del proceso de fotolitografiado se pueden consultar las siguientes referencias: [35, 41, 42].



Figura 2.10: Insoladora ultravioleta que se utiliza en el fotolitografiado de los micropuentes a partir de capas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Dispone de una lupa binocular para el alineado de las máscaras, de un proyector dotado de un diafragma (a la izquierda), de un controlador temporizado del diafragma y de la fuente de alimentación para la lámpara de mercurio de 200 W. El soporte del substrato se dispone de un colchón de aire comprimido para permitir su fácil desplazamiento y de tornillos micrométricos para un desplazamiento fino. El binocular y el proyector se disponen sobre un carril de desplazamiento automatizado para su uso con la máscara ya alineada.

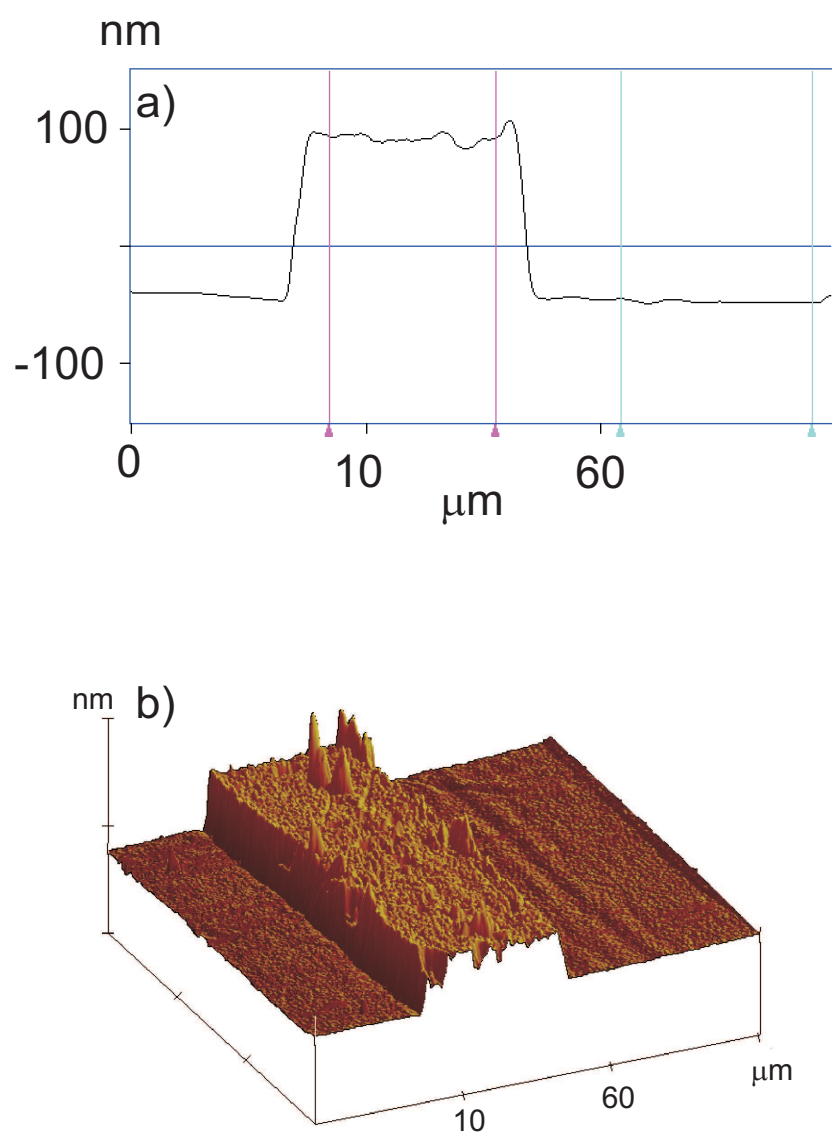


Figura 2.11: a) Imagen obtenida mediante AFM para un micropuente de 20 μm de ancho. El espesor es de unos ~ 140 nm. b) Perfil del micropuente.

En la Figura 2.11 se puede observar una imagen tomada por AFM para uno de nuestros micropuentes generados a partir del método de fotolitografía recién explicado (la anchura del micropuente es de unas $50\text{ }\mu\text{m}$ y el espesor de unos 150 nm).

2.4. Aplicación de contactos eléctricos.

Una vez realizada la fotolitografía de la película, se procede a depositar una capa de oro de unos 500 nm de espesor sobre los contactos de corriente y de voltaje. Para esto se utiliza una máscara de contactos, que dependerá del patrón que se haya usado, para fotolitografiar la película. Para la máscara de contactos correspondiente al patrón de la Figura 2.9 se muestra en la Figura 2.12. Este patrón se debe imprimir sobre la muestra litografiada, para ello se siguen los 5 primeros pasos del proceso de litografiado descritos en la Sección 2.3, teniendo en cuenta que esta vez se debe alinear la máscara de contactos adecuadamente sobre el patrón litografiado en la película, con el fin de que solo los contactos queden libres de resina para poder realizar la posterior deposición de oro. Esta deposición se realiza en un evaporador BAE 250 de la marca Balzers. Una vez finalizada la deposición de oro, se procede a retirar la resina mediante un baño en acetona y utilizando un pequeño pincel, o con un baño de ultrasonidos durante un minuto. En la Figura 2.13 se presenta fotografías de los resultados de los diferentes procesos a los que se somete una película para litografiarla y ponerle los contactos. En la fotografía (a) se presenta la película de YBCO crecida sobre un sustrato de STO. La fotografía (b) presenta la película una vez ha sido litografiada con el patrón de micropuentes de la Figura 2.9. Finalmente la fotografía (c) presenta la muestra cuando se ha procedido a depositar los contactos de oro usando la máscara de la Figura 2.12.

Para poder realizar las medidas de transporte eléctrico de este trabajo, se necesita situar la película ya fotolitografiada sobre un portamuestras intermedio de cobre tal y como se muestra en la Figura 2.14. Dicho portamuestras posee unas patillas metálicas donde se sueldan los hilos que provienen de la muestra, así como los hilos de cobre que llevan al resto del circuito experimental. Estas patillas se

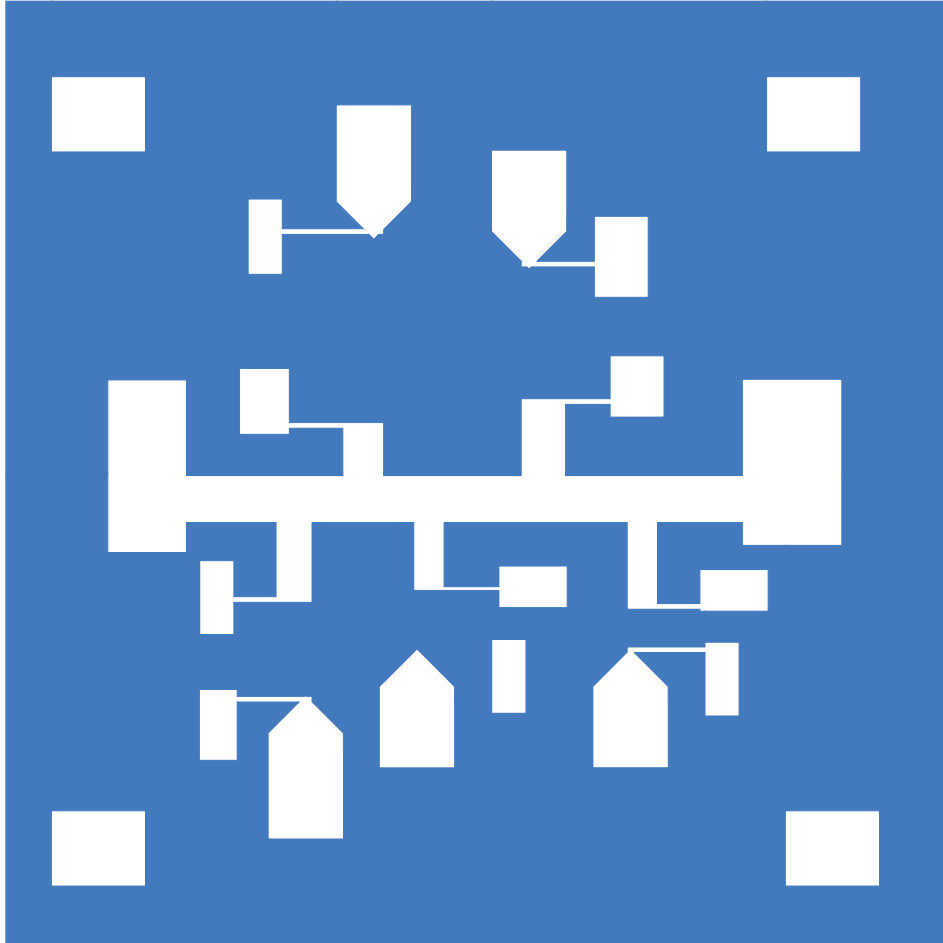


Figura 2.12: Máscara de contactos correspondiente al patrón de litografía mostrado en la Figura 2.9. Observar como en este caso las zonas por las que pasa la luz son las correspondientes a los contactos de voltaje, de intensidad y al contacto central. Los 4 rectángulos de la esquina se usan para conseguir alinear la máscara de contactos con el patrón inscrito en la muestra.

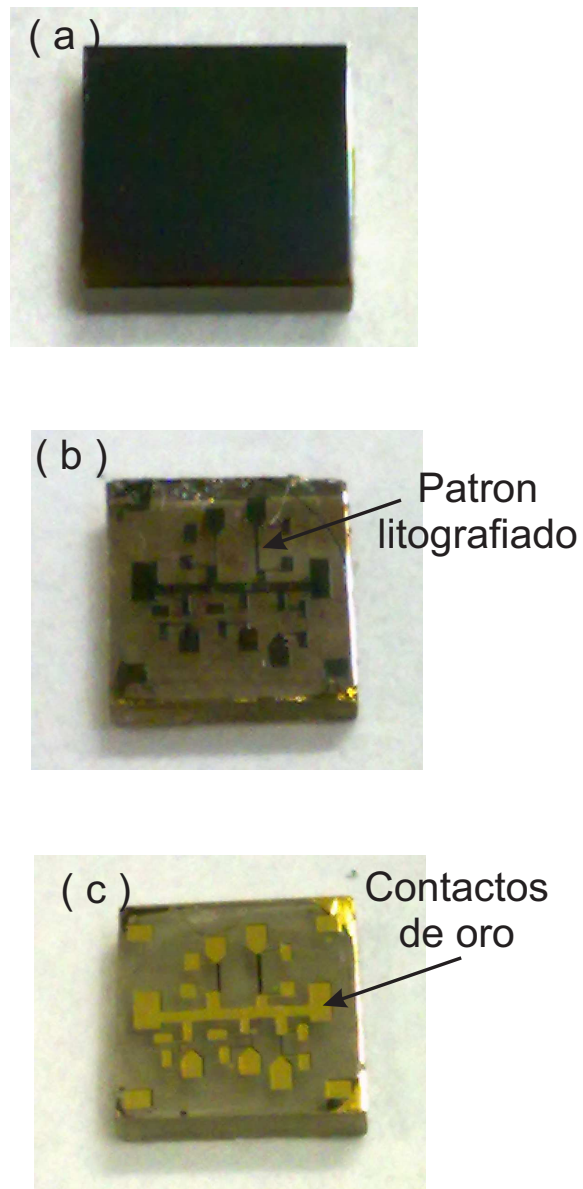


Figura 2.13: Fotografías de una muestra en los distintos pasos del proceso de litografiado. (a) Película estándar. (b) Tras el litografiado. (c) Después de la deposición de oro en los contactos.

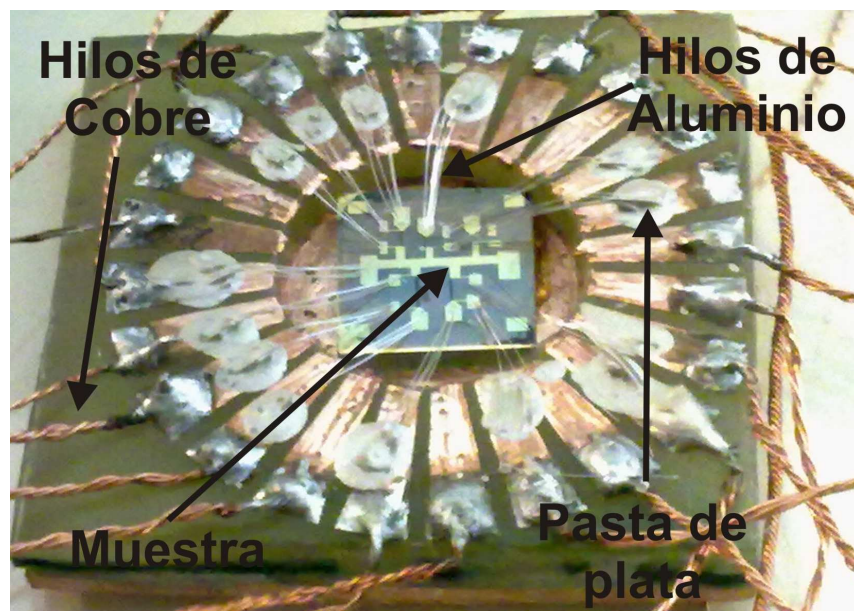


Figura 2.14: Fotografía de una muestra preparada para las medidas de transporte eléctrico. En la figura se presentan las partes más importantes del montaje.

realizaron con cobre de una plancha para circuitos impresos mediante litografía convencional (en algunos casos también se emplearon portamuestras realizados con patillas adheridas de oro o latón, pero resultaban más incómodo de manejar). A la placa de circuito impreso se le practicaba un agujero donde se situaba la muestra y ambos se adherían a un rectángulo de cobre.

Desde cada uno de los contactos eléctricos de la película se suelda a una de las patillas hilos de aluminio con un 1 % de silicio, de $25\ \mu\text{m}$ de diámetro, empleando para esto un microsoldador por contacto con ultrasonidos Kulicke & Soffa 4523 Manual Wire Bonder que se muestra en la Figura 2.15. Normalmente se disponen varios hilos para una misma unión eléctrica por seguridad, por si alguno se suelta durante su manipulación. Posteriormente, para mejorar su resistencia mecánica y aumentar el área de contacto eléctrico, se aplica una gota de pasta conductora Dupont 4929 sobre las soldaduras de las patillas, que se seca bajo una lámpara de infrarrojos durante una media hora.

Las microsoldaduras del hilo de Al/Si-1 % se realizan por presión de



Figura 2.15: Fotografía del microsoldador por ultrasonidos Kulicke & Soffa 4523 que se utiliza para la unión de hilos de Al/Si-1 % a las zonas metalizadas destinadas a contactos del circuito fotolitografiado.

una punta de carburo de wolframio pulida y plana² mientras se aplican ultrasonidos. Cada soldadura se caracteriza por tres parámetros en el microsoldador: la potencia de ultrasonidos (power), el tiempo de soldadura (time) y la fuerza de empuje de la punta sobre la soldadura (force). Estos parámetros se regulan en una escala del 0 al 10. En la tabla 2.3 se recogen los más adecuados para las superficies que hemos empleado (oro sobre la muestra, y latón o cobre en las patillas del portamuestras intermedio). Las patillas de cobre, de plantillas para circuitos impresos, son más delgadas que las de latón. Para hacer soldaduras sobre ellas apropiadamente, se necesita aumentar el tiempo y la potencia mientras que se disminuye la fuerza de la aguja, en comparación con los parámetros que se emplean para el latón, más masivo.

²Referencia comercial P/N 40427-0004-151.

Tabla 2.3: Parámetros más convenientes para las microsoldaduras realizadas con el KS 4523 Wire Bonder. Se regulan dentro de una escala del 0 al 10.

Superficie	Power	Time	Force
Oro	2-3	2-3	2-3
Cobre	3.5-5	3-4	1-2
Latón	3-3.5	3	2-2.5

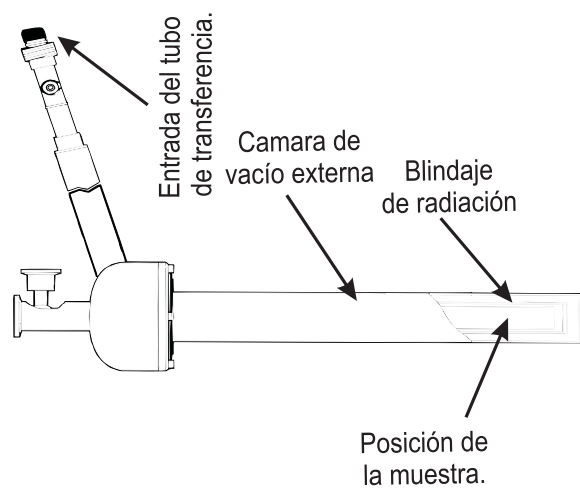
Capítulo 3

Dispositivos de Medida.

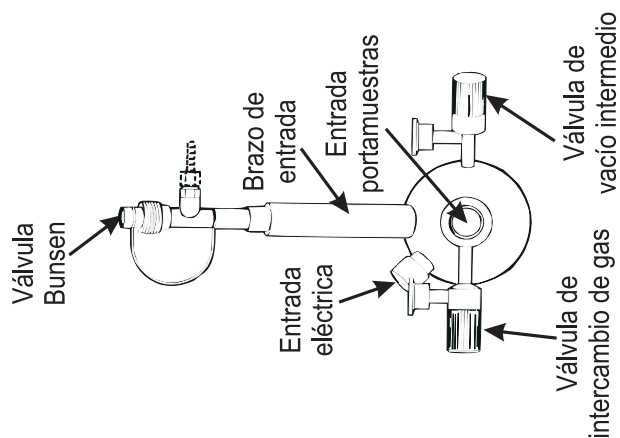
Se describe en este capítulo el dispositivo experimental utilizado para realizar las medidas de este trabajo. El montaje experimental consta de un criostato de flujo continuo, un portamuestras adecuadamente cableado para la correcta transmisión de los pulsos, así como un conjunto de fuentes de alimentación, generadores de pulso, amplificadores y osciloscopios.

3.1. Criostato de flujo continuo.

Para poder alcanzar las temperaturas de trabajo, por debajo de la temperatura de transición del YBCO (~ 90 K), es necesario introducir la muestra en un criostato. En nuestros experimentos se ha utilizado un criostato de flujo continuo SpectrostatCF de la marca *Oxford Instruments*, cuya vista lateral y superior se esquematiza en la Figura 3.1. El criostato consta de un compartimento cilíndrico interno, recubierto por una pantalla anti-radiación en donde se sitúa la muestra (convenientemente montada sobre un portamuestras). Este compartimento está aislado térmicamente del exterior por una cámara de vacío externa. El espacio interior entre la carcasa y el espacio de la muestra se bombea hasta alto vacío ($< 10^{-6}$ Torr), mediante una válvula situada en la parte superior del criostato (válvula de vacío intermedio en la vista superior de la Figura 3.1). La parte inferior de la cámara interna, donde se ubica la muestra, está rodeada por el intercambiador de calor donde llega un flujo



A. Vista Lateral



B. Vista Superior.

Figura 3.1: Diagrama esquemático del criostato SpectrostatCF. **Esquema A:** Vista lateral del criostato. **Esquema B:** Vista Superior del criostato.

continuo de líquido criogénico (en nuestro caso Helio líquido). Para controlar la temperatura del intercambiador, hay montados sobre él un termómetro Cernox 983 y un calentador que se controla a través de una entrada eléctrica situada en la parte superior del criostato (Figura 3.1 Vista superior). La muestra se encuentra en una atmósfera de helio gas que actúa como gas de intercambio térmico y previene la aparición de humedad, al realizar las operaciones de introducción o extracción de las muestras. El gas entra en la cámara por una segunda válvula situada en la parte superior del criostato (etiquetada como válvula de intercambio de gas en la Vista Superior de la Figura 3.1)

En la Figura 3.2 se presenta un esquema del montaje completo del criostato de flujo continuo. Al contrario que en los criostatos convencionales, donde el líquido criogénico se encuentra en un depósito interno propio, en éste el líquido criogénico se suministra al criostato, desde un depósito externo a través de una caña de transferencia debidamente aislada. Como se puede ver en la Figura 3.2 la caña de transferencia lleva el helio líquido, desde el contenedor de Helio hasta el criostato, una vez allí el helio es guiado hacia el intercambiador de calor, y vuelve otra vez por la misma caña hasta una pequeña bomba de diafragma conectada a un medidor-controlador de flujo. Para controlar el flujo que circula por la caña de transferencia, además del medidor-controlador, se utiliza una válvula de aguja motorizada, que se sitúa en la parte inferior de la caña. El termómetro y el calentador del intercambiador de calor, así como la válvula de aguja motorizada, se controlan mediante un controlador de temperatura ITC-503 de la marca *Oxford Instruments*, que se conecta a un ordenador por puerto rs-232. El ITC-503 se encarga de realizar la deriva térmica y la estabilización de la temperatura de forma automatizada utilizando para ello un algoritmo de PID¹, que permite una estabilización en temperatura mejor que una décima de Kelvin durante largos periodos de tiempo (más de 24 horas).

¹Para nuestros experimentos los parámetros PID usados son: P=2, I=1 y D=2 en el caso de una deriva térmica. Para la estabilización a una temperatura fija se utiliza P=2, I=1 y D=0.

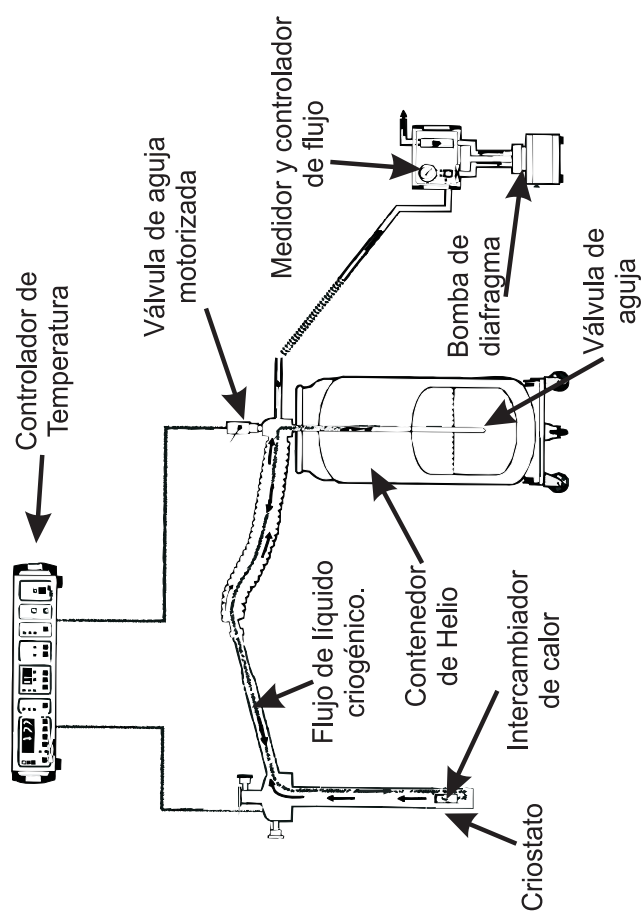


Figura 3.2: Esquema del sistema completo de regulación de temperatura.

3.2. Portamuestras de medida.

Para poder situar la muestra en el fondo del criostato (donde se encuentra el intercambiador de calor) ésta se monta sobre un portamuestra cuya foto se presenta en la Figura 3.3, donde también se incluyen imágenes de las diferentes partes que lo componen y que se describen a continuación:

1. Pie del portamuestras. El pie consta de dos partes: placa de cobre y conector de contactos.
 - Placa de cobre. En una de las caras sitúa el portamuestras intermedio, mientras en la otra se coloca un termómetro Pt-100, con el que se monitoriza constantemente la temperatura en la muestra. Para mejorar el contacto térmico con la placa se utiliza grasa térmica Apiezon N.
 - Conector de contactos. En la zona anterior a la placa de cobre se ha habilitado un conector con diferentes contactos, donde se soldarán con metal de Wood² los hilos de cobre que provienen del portamuestras intermedio. Este conector de contactos se suelda también a un cable coaxial de tipo SC³ de la marca Lakeshore.
2. Parte intermedia. La parte intermedia es un vástago metálico de unos 45 cm de largo, por cuyo interior van los cables desde el conector de contactos hasta la cabeza del portamuestras. En la parte superior del vástago se encuentra un anillo que sirve para cerrar herméticamente el criostato.
3. Cabeza del portamuestras. La cabeza se cierra de forma estanca con 2 juntas tóricas y 2 tapas de PVC atornilladas a la estructura metálica de la cabeza. Atravesando las tapas de forma estanca se

²Se usa metal de Wood porque su temperatura de fusión, unos 70 °C, es considerablemente menor que la del Estaño (unos 200 °C), con lo que se consigue preservar más tiempo el plástico conector de contactos.

³Este cable coaxial consiste en un cable central de cobre trenzado de 0.2032 mm de diámetro, y un cable trenzado externo compuesto de una aleación de cobre, oro y plata. El cable central está aislado del externo por una fina película de teflón.

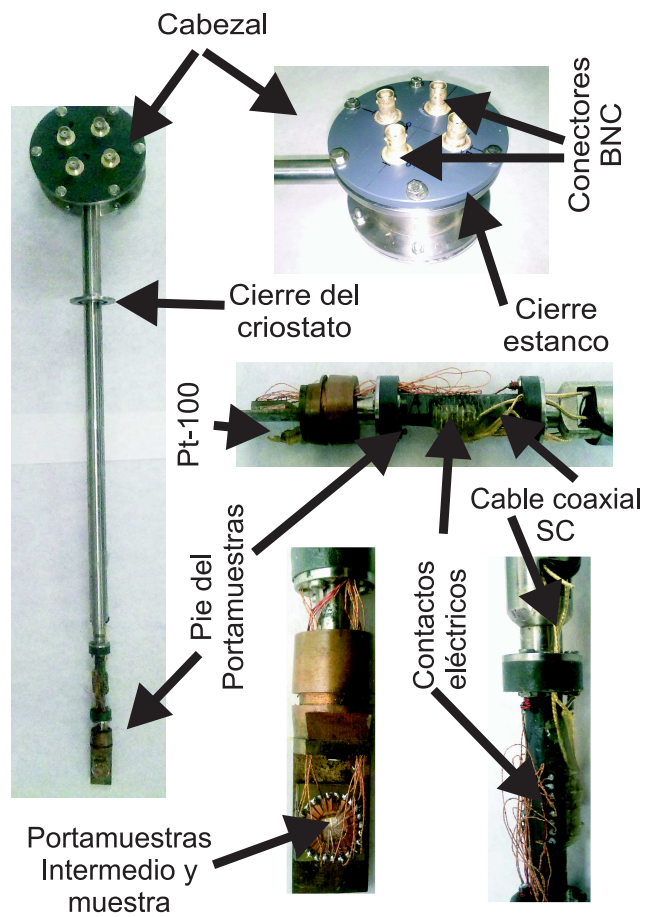


Figura 3.3: Fotografía del portamuestras y de las diferentes partes que lo componen.

sitúan varios conectores externos BNC, que en la parte interior se sueldan a los cables que provienen del conector del pie.

3.3. Medidas de resistividad vs temperatura.

La primera medida que se realizó sobre todas las muestras fue una caracterización de la resistividad frente a la temperatura. Para esta caracterización se utiliza el ITC 503 para hacer descender la temperatura del sistema de forma suave y controlada. Mientras la temperatura disminuye, se mide la resistividad de la muestra por el método de los 4 hilos. Se presenta en la Figura 3.4 un esquema con los dispositivos utilizados para la medida de la resistividad frente a la temperatura. El circuito mostrado en la derecha de la Figura 3.4 se utiliza para monitorizar la temperatura de la muestra en todo momento, mientras el de la izquierda mide la resistividad de la muestra en todo momento.

El circuito de medida de temperatura consta de un termómetro Pt-100, alimentado por una fuente de voltaje conectada a una resistencia en serie. Un multímetro con scanner HP-3457A, se encarga de medir el voltaje en la resistencia de prueba (con lo que obtenemos la intensidad que circula por el Pt-100) y el voltaje que cae en él, obteniendo así la resistencia del Pt-100 en todo momento. La resistencia del Pt-100 es lineal con la temperatura, de tal modo que calibrándolo adecuadamente, conoceremos en todo momento la temperatura en la muestra. El circuito de medida de la resistividad de la muestra consta de una fuente de alimentación Keithley 2425, que funciona en modo corriente suministrando intensidad a la muestra, y del multímetro HP-4457A anterior que medirá el voltaje que cae en el micropuente. La medida está automatizada por ordenador utilizando para ello un programa realizado en Labview. Tanto el HP-3457A, como la fuente de intensidad Keithley 2425 se conectan al ordenador a través de una tarjeta PCI Agilent 4522, por puerto GPIB, que además de controlar estos dos dispositivos nos permite leer los voltajes que mide el HP-3457A.

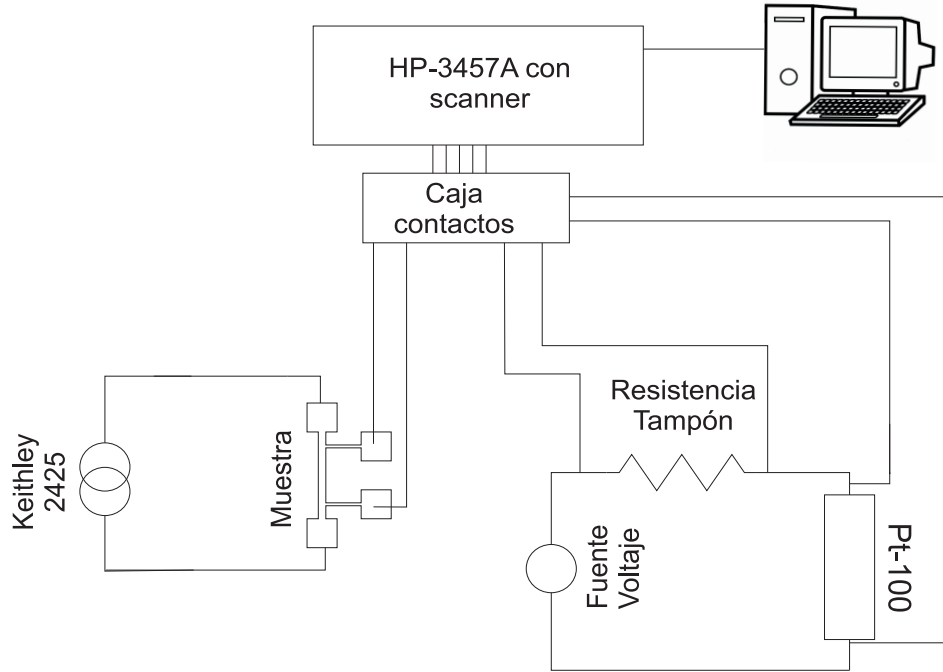


Figura 3.4: Circuito de medida para la caracterización de Resistividad frente a la Temperatura. Se utilizan dos circuitos, el de la izquierda se presenta el circuito que mide la resistencia en la muestra utilizando el método de los 4 hilos. El de la derecha es el que se utiliza para medir la temperatura de la muestra en todo momento.

3.4. Medida de la Curva E-J a bajas densidades de corriente con nanovoltímetro.

Antes de empezar a medir las curvas E-J con el sistema de pulsos necesitamos conocer cual es la densidad de corriente crítica de cada muestra. Para la determinación experimental de esta densidad de corriente se utiliza como criterio la aparición de un campo eléctrico umbral de $E = 10\mu\text{V}/\text{cm}$. En nuestras muestras la longitud máxima es de 1 mm, por lo que necesitaríamos disponer de una resolución en voltaje mejor de 10^{-6}V . Usaremos para estas medidas un nanovoltímetro HP-34420A. El nanovoltímetro medirá en 10 ciclos

de red, a corriente constante, que será aplicada por una fuente de intensidad Keithley 2425. En esta zona de baja densidad de corriente, el calentamiento que sufre la muestra es despreciable, de tal modo que se pueden realizar medidas en corriente continua sin tener en cuenta los efectos de autocalentamiento. Cada punto de la curva E-J en estas medidas se obtiene haciendo la semidiferencia de dos medidas de corriente con igual valor absoluto pero de sentidos contrarios, con el fin de eliminar los efectos termoelectricos, que son bastante importantes a tan bajos voltajes.

Tanto el nanovoltímetro, como la fuente de alimentación se conectan a un pc a través de una tarjeta controladora GPIB Agilent 4522. La medida se controla por ordenador mediante un programa escrito en *Labview*.

3.5. Medidas de Curva EJ con sistema de pulsos.

En este trabajo nos interesa comprobar cual es la diferencia existente en el *quenching*, si variamos el tiempo de medida. Para ello hemos diseñado un experimento que nos permita, utilizando los mismo dispositivos de medida, medir dos rangos temporales diferentes: el rango de los milisegundos y el de los microsegundos. La única diferencia entre los montajes para trabajar en uno u otro rango será únicamente la fuente utilizada para inyectar la intensidad en la muestra. Comencemos describiendo el montaje utilizado para trabajar con milisegundos.

3.5.1. Medidas en el rango de los milisegundos.

Se muestra en la Figura 3.5 un esquema del circuito utilizado para realizar las medidas en el rango de los milisegundos. Una fuente de intensidad Keithley 2425 inyecta la corriente en la muestra en forma de pulso de intensidad. La duración mínima de los pulsos suministrados es de 1 ms, alcanzando la estabilidad en intensidad en menos de 100 μ s. La fuente alimenta a la muestra y a una resistencia conocida en serie que se utiliza para conocer en todo momento la intensidad real

que circula por el micropuente.

Para medir el voltaje que cae en la resistencia de prueba se utiliza un osciloscopio TDS 2004B cuya velocidad máxima de muestreo de 10^9 muestras/s (toma una medida cada nanosegundo) y una resolución de 8 bits, por lo que en su rango de medida más bajo (5mV/div) permite una resolución de $40 \text{ mV}/2^8 \approx 150 \mu\text{V}$ no obstante, debido a efectos del circuito (cable, soldaduras internas ...), la resolución efectiva de será de unos 5-10 mV. Esta resolución es muy pobre si se quiere medir el voltaje en la muestra, pero es suficientemente buena para medir el voltaje que cae en la resistencia de prueba.

Para medir el voltaje que cae en los contactos del micropuente, se utiliza una tarjeta digitalizadora de alta velocidad PCI-5122 de la casa *National Instruments*. La velocidad de muestreo de esta tarjeta es de 200×10^6 muestras/s (mide una muestra cada 5 ns), y posee una resolución de 14 bits, lo que en su rango de voltaje más bajo (200 mV) daría lugar a una resolución de: $0.2 \text{ V}/2^{14} \approx 12 \mu\text{V}$. Nuevamente la resolución efectiva será de aproximadamente 1 mV. Con el fin de mejorar esta resolución en la zona de baja disipación, en combinación con la tarjeta digitalizadora se utiliza un pre-amplificador SR-560 de la marca *Stanford Research*, que permite restar las dos señales que provienen de los contactos de voltaje del micropuente y amplificar el resultado de dicha resta. Con esta combinación de dispositivos conseguimos una resolución experimental cercana a los $200 \mu\text{V}$.

El procedimiento de medida es el siguiente: se envían pulsos de un milisegundo de duración espaciados temporalmente dos segundos (lo que nos asegura que la temperatura del micropuente es la misma que la del baño cuando se empieza a aplicar la corriente), en cada pulso se aumenta la intensidad hasta alcanzar la corriente necesaria para que la muestra transite al estado normal. Para sincronizar las medidas del osciloscopio y de la tarjeta digitalizadora se usa un *trigger* generado por la fuente de alimentación, que consiste en un pulso de voltaje de -5 Voltios y $10 \mu\text{s}$ de duración.

La fuente suministra pulsos de corriente constante, siempre y cuando la potencia necesaria para generar dicha corriente (que viene dada por $P = \rho J^2 V_f$, donde P es la potencia, ρ la resistividad del film, J la corriente aplicada y V_f el volumen del micropuente) no sobrepase la potencia límite de la fuente que en el caso del modelo 2425 es de 110

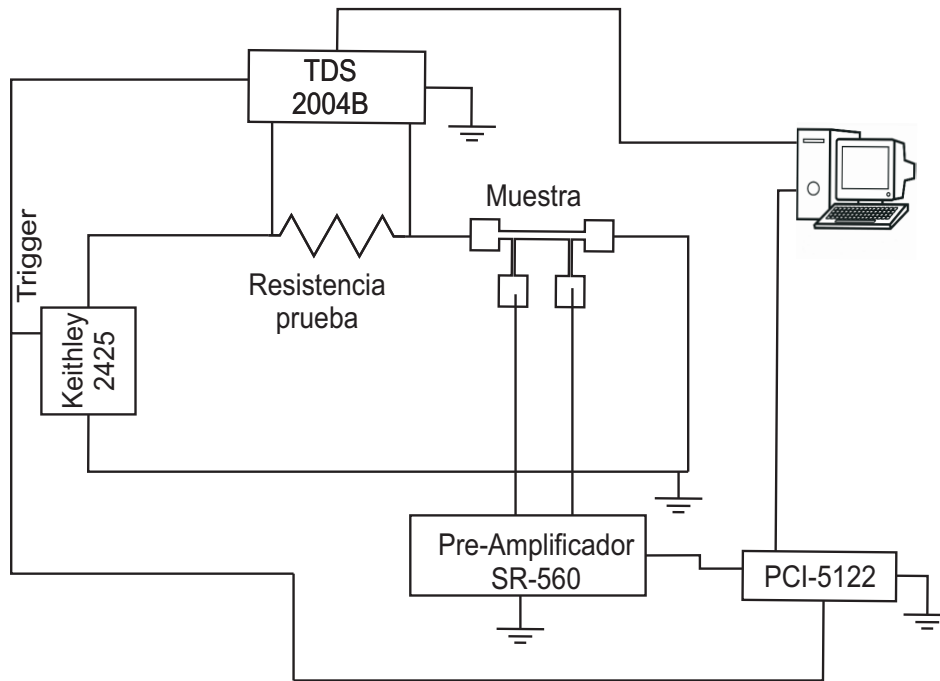


Figura 3.5: Circuito para las medidas realizadas en el rango de los milisegundos.

W. Cuando se produce el salto abrupto la resistividad de la muestra aumenta más de dos órdenes de magnitud, lo que supone un aumento proporcional de la potencia disipada en el micropuente pudiendo producirse su destrucción por sobrecalentamiento. La potencia límite que la fuente puede suministrar no es suficientemente pequeña como para evitar este efecto, no obstante la fuente permite a su vez programar manualmente un voltaje límite, lo que nos permite mantener a salvo la muestra a lo largo de todas las medidas realizadas⁴.

Toda la medida se controla por un programa escrito en *Labview*. La fuente de alimentación se comunica con el ordenador de medida, a través de una controladora GPIB Agilent 4522, el osciloscopio TDS-2004B se comunica mediante puerto USB y la tarjeta digitalizadora, va integrada en el propio ordenador a través de un puerto de

⁴En nuestros experimentos se establece un voltaje límite de no más de 5 Voltios. Incrementar el voltaje por encima de este valor aumenta las probabilidades de destruir la muestra en el proceso de medida.

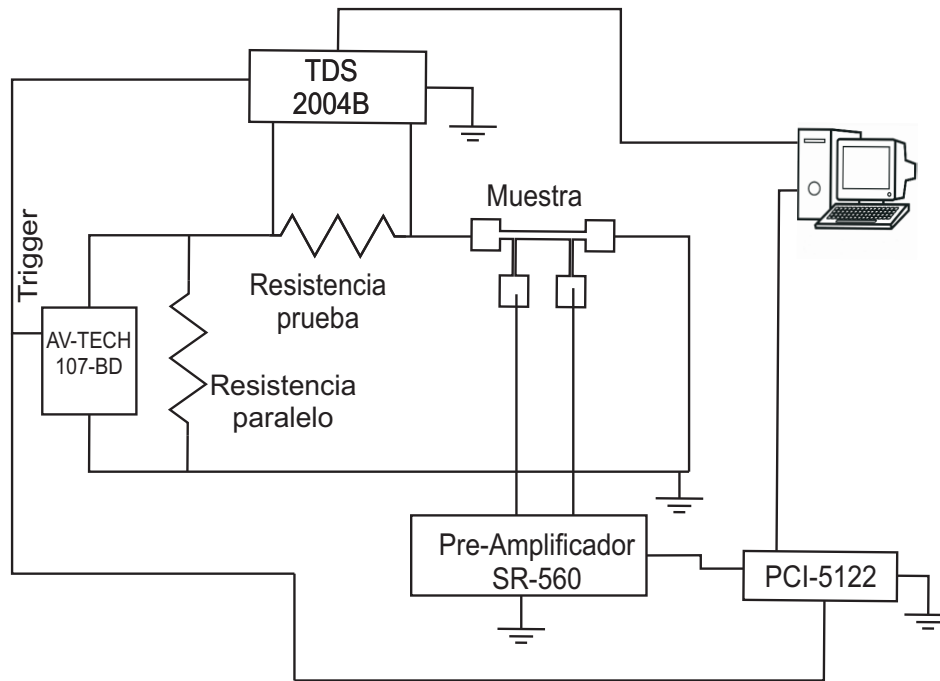


Figura 3.6: Circuito para las medidas realizadas en el rango de los microsegundos.

comunicación PCI.

3.5.2. Medidas en el rango de los microsegundos.

Para las medidas en el rango de los microsegundos el dispositivo experimental es el mismo que en el caso de los milisegundos, cambiando únicamente la fuente de alimentación por una generador de pulsos AV-TECH 107-BD. Este generador permite enviar pulsos de una duración temporal de entre: 50ns - $5\text{ }\mu\text{s}$. La fuente posee dos rangos de funcionamiento: puede lanzar pulsos en el rango de 200 mA hasta los 2 A y posee un segundo rango entre 2 - 20 A . Si se trabaja en el rango entre 200mA - 2A , los mejores pulsos, aquellos cuya subida es más rápida, los suministra cuando se pide corrientes superiores a los 600 - 700 mA . En la mayor parte de las medidas estas corrientes son muy grandes para nuestras muestras, por lo que se necesitará montar un partidor de corriente a la salida de la muestra para poder lanzar pulsos de menor intensidad con suficiente calidad. Se puede ver un

esquema circuital en la Figura 3.6. Este montaje se utiliza para realizar medidas entre los 500 ns y los 5 μ s. Por debajo de los 500 ns, nuestro montaje experimental deforma el pulso transmitido, de tal modo que las medidas realizadas no son fiables. Para estas medidas la sincronización del osciloscopio y la tarjeta digitalizadora, se realiza mediante un *trigger* generado por el propio generador de pulsos, que consiste en un pulso de voltaje de unos 4 Voltios de amplitud y 100 nanosegundos de duración.

3.5.3. Otros aspectos.

Gran parte del tiempo de este trabajo de doctorado se invirtió en la preparación de este montaje experimental que hemos descrito. Los aspectos que principalmente ocuparon el tiempo dedicado a la preparación del experimento fueron:

- Diseño del experimento y búsqueda de los dispositivos más adecuados para las medidas realizadas (fuente AV-TECH 107-BD y tarjeta PCI-5122).
- La optimización del portamuestras, así como la búsqueda del cableado más adecuado, para una mejor transmisión de los pulsos.
- Elaboración de programas en *Labview* para sincronizar y controlar los diferentes dispositivos utilizado en las diferentes medidas de este trabajo.
- Puesta a punto del criostato de flujo continuo, y del sistema de regulación de temperatura.

Capítulo 4

Resultados experimentales y tratamiento.

En este capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos en este trabajo a partir de las medidas realizadas con los diferentes dispositivos descritos en el capítulo anterior.

4.1. Medidas de Resistividad vs Temperatura.

En la Figura 4.1 se presenta el resultado de una típica medida de resistividad vs temperatura, obtenida con el dispositivo experimental de medida descrito en la sección 3.3. La forma de la curva de resistividad es la esperada para los YBCOs: en el estado normal la resistividad disminuye linealmente al disminuir la temperatura hasta aproximadamente los 100 K. Por debajo de los 100 K se produce un redondeo¹ de la curva que acaba con una caída de la resistividad a cero entre los 80-90 K. Se presenta en esta curva un ajuste de la zona normal (entre los 100 y los 300 K) a una recta que nos proporciona dos parámetros de caracterización de la muestra: la pendiente en el estado normal (etiquetada como B en la Figura 4.1) y la extrapolación

¹Este redondeo se puede deber a inhomogeneidades estequiométricas en las muestras (varios dominios con diferentes temperaturas críticas) o por la inevitable presencia de fluctuaciones termodinámicas.

Muestra	Ancho (μm)	Espesor (nm)	T_{c_i} (K)	ΔT (K)	T_0 (K)	$d\rho/dT$ ($\mu\Omega\text{cm}/K$)	ρ_{100} ($\mu\Omega\text{cm}$)
Al01	70	120	88.7	0.7	88.3	0.87001	91
Al02	100	120	88.6	1.1	88.01	0.8083	85
Al03	100	130	86.1	1.9	83.2	1.54959	185
Al04	120	140	86.1	2.1	82.4	1.3989	180
Hol01	50	150	87.3	2	85.5	3.298	392

Tabla 4.1: Muestras utilizadas en este trabajo y parámetros característicos obtenidos mediante la medidas de resistividad vs temperatura. La longitud de los micropuentes es diez veces el ancho.

a $T=0\text{K}$ (se etiqueta como A).

En la curva inferior se presenta una vista más en detalle de la transición superconductora, la derivada de la resistividad con la temperatura así como una serie de parámetros descriptivos de la muestra que se enumeran a continuación:

1. T_{c_i} : es el punto de inflexión de la transición a la zona superconductora. Matemáticamente se define como la temperatura a la que $d\rho/dT$ alcanza su máximo. Esta es la temperatura que consideraremos como la temperatura crítica de la muestra (salvo que se especifique lo contrario).
2. ΔT : es la anchura de la transición superconductora. Da una idea de lo homogénea que es la muestra. Se define como la anchura a la mitad de la altura de la derivada con respecto a la temperatura.
3. T_0 : es la temperatura más alta a la que la resistividad se hace cero.

En la Tabla 4.1 se presenta los parámetros enumerados anteriormente, así como la pendiente de la muestra en el estado normal ($d\rho/dT$) y la resistividad a los 100 K (ρ_{100}), para las muestras utilizadas en este trabajo.

Cabe destacar que las medidas de resistividad se realizaron utilizando corrientes bajas, de menos de $100 \mu\text{A}$, lo que supone unas densidades de corrientes inyectadas típicas de $8 \times 10^2 \text{A}/\text{cm}^2$ que son

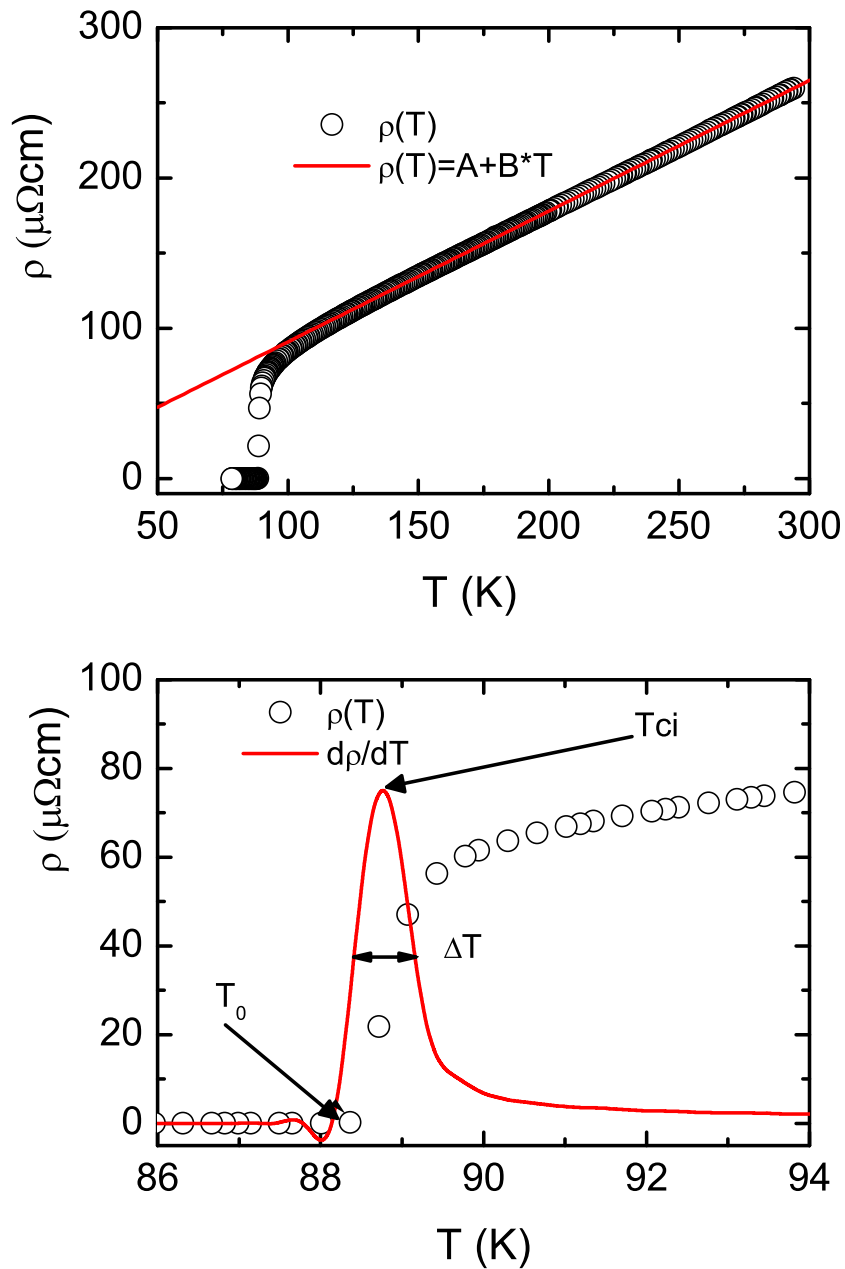


Figura 4.1: Curva típica de resistividad vs temperatura. En la gráfica superior se muestra la curva completa y un ajuste lineal. En la gráfica inferior se muestra un zoom de la transición, la derivada así como los parámetros más relevantes de la transición.

suficientemente bajas como para considerar despreciables los efectos de calentamiento.

4.2. Curvas $I(t)$ y $V(t)$.

Como se explicó en la sección 3.5 nuestro dispositivo experimental recoge el voltaje que cae en un micropuente, al aplicar durante un tiempo determinado un pulso de intensidad. Esto implica que lo que nuestro dispositivo experimental recoge no son curvas voltaje frente a intensidad (curva VI), sino que son curvas de intensidad y voltaje frente al tiempo. En esta sección se mostrarán las curvas típicas obtenidas para los diferentes rangos de medidas de este trabajo (milisegundos y microsegundos), así como el algoritmo utilizado para obtener las curvas VI a partir de las curvas $I(t)$ y $V(t)$.

4.2.1. Rango de los milisegundos.

En la Figura 4.2 se muestran un conjunto de 4 gráficas en las que se representa la evolución de la intensidad (curva negra) y del voltaje (curva roja) medidos cuando se inyectan en la muestra pulsos de 1 milisegundo de duración de diferentes amplitudes. En las gráficas A y B de la figura se representa el comportamiento del micropuente cuando se encuentra en el estado mixto, mientras en las gráficas C y D se presentan los resultados cuando el micropuente se ha sometido a un *quenching*. Analizamos a continuación las diferentes gráficas:

1. En el estado mixto. En las gráficas A y B se puede observar que la intensidad medida es constante a lo largo de todo el milisegundo que dura el pulso. No obstante existen ciertas diferencias en cuanto al voltaje medido se refiere: en la gráfica A el voltaje permanece constante independientemente del tiempo, mientras que en la gráfica B el voltaje aumenta progresivamente a medida que el tiempo pasa. Esta diferencia de comportamientos se debe a que en la gráfica A la intensidad aplicada no es suficiente para producir efectos térmicos que aumenten la temperatura de la muestra y por lo tanto el voltaje que en ella se mide, mientras en la gráfica B los efectos térmicos son suficientemente grandes

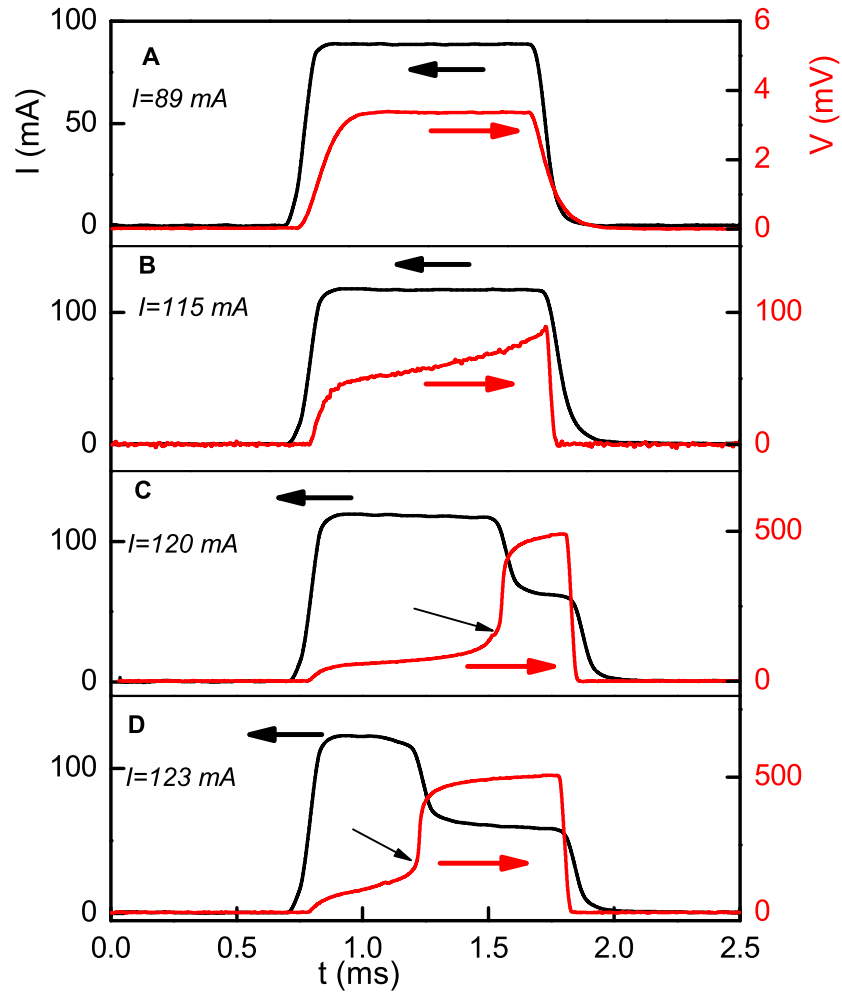


Figura 4.2: Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de 1 ms. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas C y D la flecha indica el punto en el que se produce el *quenching*.

como para aumentar la temperatura de la muestra y por tanto el voltaje que en ella cae.

2. En el *quenching*. En las gráficas C y D se puede observar como el voltaje llega un punto en que aumenta de forma brusca y repentina (marcado con una flecha en las gráficas de la Figura 4.2). Este es el signo inequívoco de que se ha producido una transición brusca del estado mixto a un estado de mucha mayor impedancia. Mención especial merece el comportamiento de la intensidad: como se observa al mismo tiempo que el voltaje aumenta bruscamente, la intensidad disminuye también de forma repentina. Esto se debe a que el superconductor al saltar al estado normal aumenta su resistencia varios órdenes de magnitud, lo que implica que el voltaje necesario que tiene que suministrar la fuente de intensidad, para poder mantener la corriente constante, debe aumentar proporcionalmente, superando así el voltaje límite de trabajo de la fuente. Este voltaje límite viene dado por la potencia máxima que puede suministrar la fuente, no obstante el usuario también puede modificarlo con el fin de evitar que la muestra se destruya debido a las altas temperaturas que alcanza la muestra cuando transita al estado normal. Destaquemos aquí como a medida que se aumenta la intensidad aplicada, el *quenching* tiene lugar en una etapa más temprana del pulso.

4.2.2. Rango de los microsegundos.

En la Figura 4.3 se muestran un conjunto de 3 gráficas en las que se representa la evolución de la intensidad (curva negra) y del voltaje (curva roja) medidos cuando se inyectan en la muestra pulsos de 5 microsegundos de duración de diferentes amplitudes. En la gráfica A de la figura se representa el comportamiento del micropuente cuando se encuentra en el estado mixto, mientras en las gráficas B y C se presentan los resultados cuando el micropuente se ha sometido a un *quenching*. Examinemos cada una de las gráficas:

1. En el estado mixto. Se observa en la gráfica A como el voltaje sube a un máximo y después la señal se estabiliza. Esto se

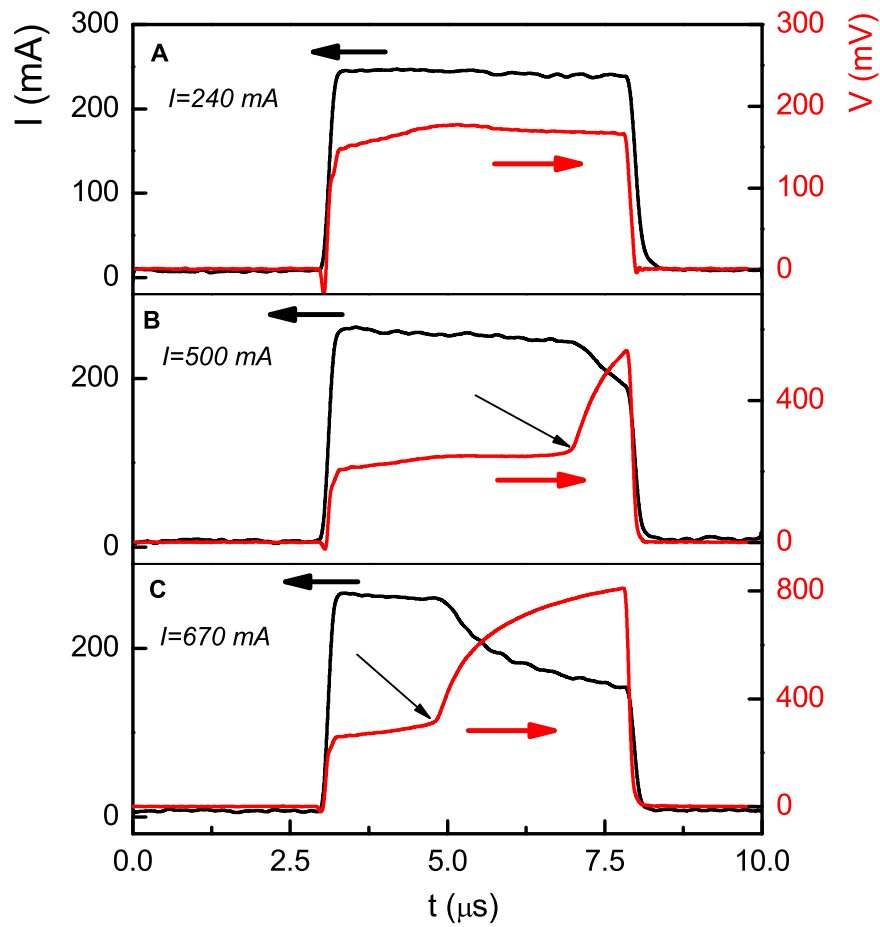


Figura 4.3: Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de $5 \mu\text{s}$. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas B y C la flecha indica el punto en el que se produce el *quenching*.

debe a que se produce una deformación del pulso debido a las impedancia del cable. La intensidad permanece constante a lo largo de todo el pulso.

2. En el *quenching*. En este caso se observa nuevamente como aparece una brusca subida de voltaje característica de este fenómeno. Nuevamente la intensidad cae bruscamente cuando se produce el *quenching* debido a la limitación que impone la propia fuente ante una subida tan grande de la resistencia de la muestra. También se observa, como en el caso de los milisegundos, como a medida que la intensidad aplicada es mayor, antes tiene lugar la transición al estado normal.

Como se observa en la Figura 4.3 la calidad de los pulsos en el rango de los microsegundos es bastante inferior a cuando trabajamos con milisegundos, esto se debe a que en el caso de los microsegundos las señales se ven más afectada por la autoinducción del cableado del propio circuito de medida, deformando los pulsos. A pesar de la inferior calidad de estos pulsos, son suficientemente buenos para poder llevar a cabo las medidas de este trabajo.

4.2.3. Pulsos de menos de $1 \mu s$.

En la Figura 4.4 se muestran un conjunto de 3 gráficas en las que se representa la evolución de la intensidad (curva negra) y del voltaje (curva roja) medidos cuando se inyectan en la muestra pulsos de 500 nanosegundos de duración de diferentes amplitudes. En la gráfica A de la figura se representa el comportamiento del micropuente cuando se encuentra en el estado mixto, mientras en las gráficas B y C se presentan cuando se ha sometido a un *quenching*.

Como se puede observar en la figura la pérdida de calidad de los pulsos por debajo del microsegundo es bastante apreciable. Como se observa en la gráfica A, la intensidad no se mantiene constante como en el caso de los microsegundos o de los milisegundos, sino que parece que aumenta constantemente, como si el pulso no hubiese terminado de estabilizar. Este hecho se refleja directamente en el voltaje (cuya forma se ve mucho más deteriorada que la intensidad), donde se observa que aumenta de forma paulatina con el tiempo de medida. No obstante

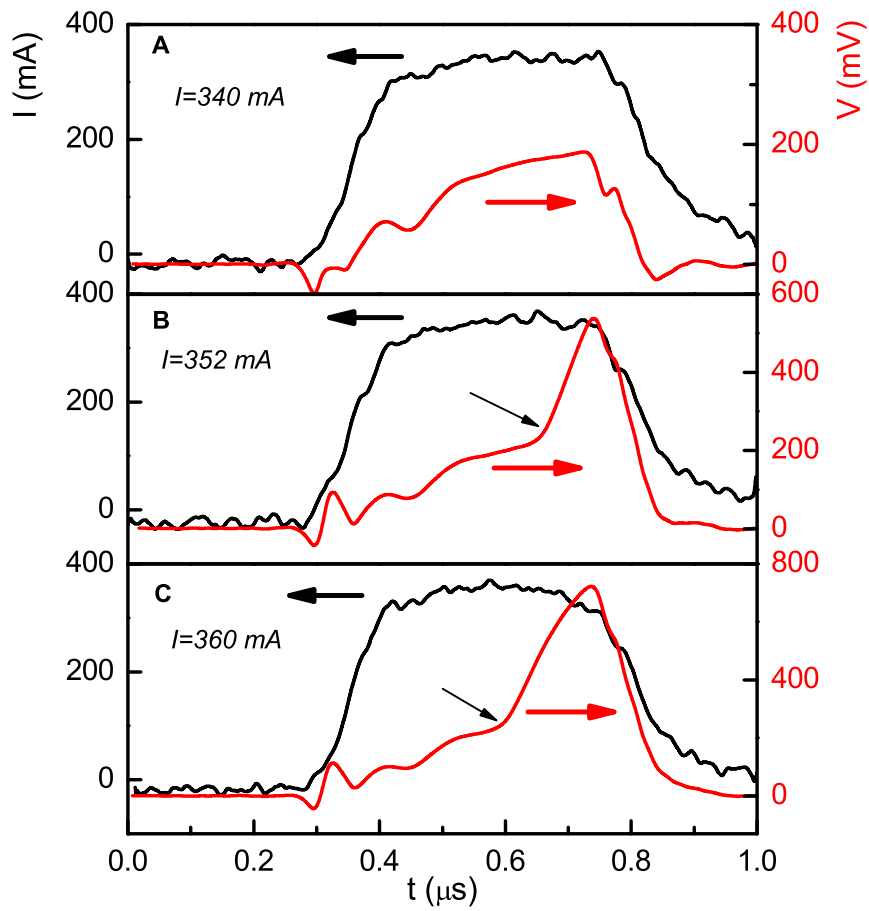


Figura 4.4: Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de 500 ns. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas B y C la flecha indica el punto en el que se produce el *quenching*.

este hecho no impide las medidas con estas duraciones de pulso: como se ve en las gráficas B y C se puede distinguir la aparición de un aumento brusco de voltaje característico del *quenching*.

4.2.4. Obtención de las Curvas Voltaje vs Intensidad.

Partiendo de la Figura 4.5 procedemos a explicar el protocolo utilizado para obtener las curva E-J a partir de las curvas $I(t)$ - $V(t)$ medidas con nuestro dispositivo experimental.

1. Se calculan los promedios del voltaje e intensidad medida antes de que comience el pulso (denominemos a estos valores V_i e I_i respectivamente). En la Figura 4.5 la línea etiquetada como inicio del pulso marca el último punto que se toma para hacer este promedio. Esta línea se establece de forma manual, y lo único que nos interesa es que no esté afectada por el inicio del punto, ya que estos promedios nos darán el cero de nuestra medidas.
2. A continuación partiendo de la línea de inicio de pulso se establece un tiempo de subida, que como se observa en la Figura 4.5 da lugar a una segunda línea vertical etiquetada como línea de subida. A partir de esta línea se considera que la corriente aplicada será estable (ya ha alcanzado su valor máximo), y sirve como punto de partida para decidir a que tiempo queremos obtener la medida de voltaje e intensidad para la formación de la curva E-J. El tiempo de subida depende directamente de la duración del pulso, en la Tabla 4.2 se muestran los diferentes tiempos de subida en función de la duración del pulso utilizados en este trabajo.

Duración Pulso	Tiempo subida
1 ms	100 μ s
5 μ s	500 ns
500 ns	50 ns

Tabla 4.2: Tiempos de subida utilizados en función de la duración del pulso.

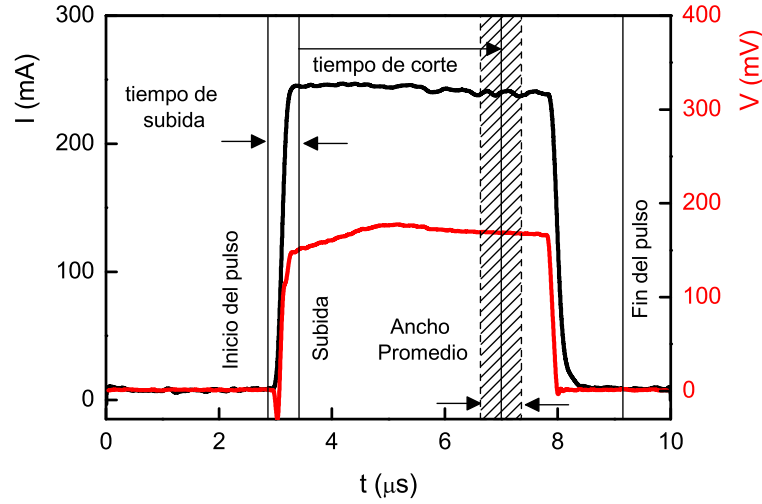


Figura 4.5: Esquema del protocolo de corte de pulsos. La zona sombreada muestra el intervalo temporal sobre el que se hace el promedio de voltajes e intensidad para obtener el punto en la curva E-J. Este zona sombreada no está a escala, es simplemente indicativa.

3. Partiendo de la línea de subida se establece el tiempo al que se desea medir el voltaje y la intensidad en las curvas $V(t)$ - $I(t)$. Nuestro dispositivo experimental proporciona una gran resolución temporal, por lo que un par de curvas $V(t)$ - $I(t)$ nos permite obtener valores de intensidad y voltaje en diferentes partes del pulso y, por tanto, estudiar la evolución de las curvas E-J con el tiempo. Para establecer el voltaje y la intensidad a un determinado tiempo de corte, se realiza un promedio de los valores medidos en torno a ese punto en un intervalo del 5 % del tiempo de corte (es decir para $4 \mu s$, se promediarán los valores de voltaje e intensidad en torno a los $4 \mu s$ en un intervalo de 200 ns). Si se observa la Figura 4.5, para obtener el voltaje y la intensidad medida se promediarían los valores del pulso en la zona sombreada de la figura (etiquetada como ancho promedio). Denominaremos a estos valores promedio como: V_m e I_m

4. Se calcula el promedio del voltaje y la intensidad una vez el pulso ha finalizado (V_f e I_f). En la Figura 4.5, se realizaría el promedio a partir de la línea vertical etiquetada como fin de pulso. Esta línea se establece de forma manual, y el único requisito es que no coja nada del pulso, pues estos promedios se utilizan para calcular el cero de nuestra medida.
5. El valor del voltaje y de la intensidad para un tiempo de corte determinado vendrá dado por las siguientes fórmulas:

$$I_{tc} = I_p - \frac{I_i + I_f}{2}$$

$$V_{tc} = V_p - \frac{V_i + V_f}{2}$$

Se ilustra en la Figura 4.6 un ejemplo del protocolo de obtención de curvas VI recién explicado. En las gráficas A y B se presentan un grupo de medidas de Intensidad y Voltaje frente al tiempo (respectivamente) en las que la duración del pulso es de $5 \mu s$. En estas gráficas se presentan también las diferentes líneas definidas en el protocolo y que se utilizan para poder extraer los datos de la curva VI: la línea de inicio, la línea de subida (situada a 500 ns de la de inicio) y dos líneas diferentes de corte: una $1 \mu s$ y otra a $4 \mu s$ de la línea de subida (las líneas de fin de pulso no se han trazado para evitar sobrecargar la figura innecesariamente). El resultado de promediar los voltajes y las intensidades en los entornos de estos tiempos utilizando los pasos anteriormente descritos se presenta en la gráfica C de la figura. En esta gráfica se pueden apreciar dos curvas V-I diferentes, una correspondiente a $1 \mu s$ (curva negra) y la otra correspondiente a $4 \mu s$ (curva roja). A medida que la intensidad aumenta la curva correspondiente a los $4 \mu s$ se va despegando de la de $1 \mu s$, hasta llegar a una intensidad a la que la curva sufre un retroceso en intensidad que marca el punto en el que la muestra sufre un salto abrupto al estado normal². A pesar de que a los $4 \mu s$ aparece una

²Al alcanzar el estado normal se supera el voltaje límite de la fuente, de tal modo que para mantener dicho voltaje la intensidad que inyecta debe disminuir, de ahí ese retroceso en intensidad en la curva V-I

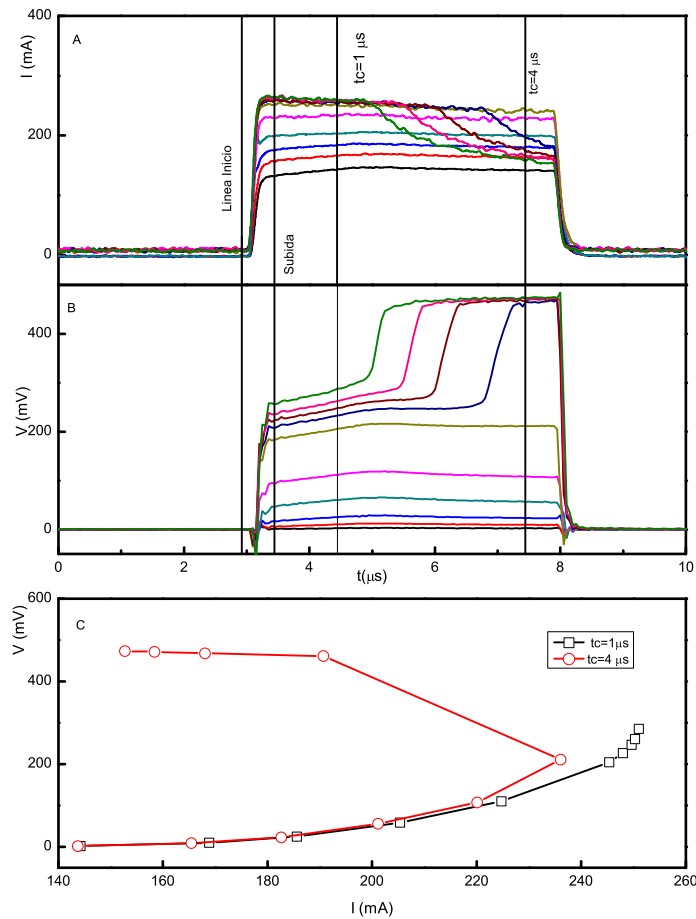


Figura 4.6: Ejemplo de como se obtiene una curva V - I a partir de un conjunto de pares de curvas $I(t)$ - $V(t)$. En las gráficas A y B se presentan, respectivamente, un conjunto de medidas de intensidad y voltaje frente al tiempo, para un pulso de 5 μ s de duración. En la gráfica C se presenta el resultado de dos cortes, a 1 y a 4 μ s del conjunto de curvas anteriores. Observar como mientras a 4 μ s la muestra ha saltado al estado normal (viene indicado con el retroceso de la curva VI), a 1 μ s no se ha producido dicho salto aún a pesar de haber inyectado más corriente.

intensidad a la que se produce el salto, ésta no es suficiente para provocar un salto en la curva de $1\ \mu\text{s}$, poniendo de manifiesto la existencia de una dependencia entre la duración del pulso y la corriente supercrítica.

6. Para generar la curva V-I completa se empalma la curva V-I obtenida en el paso anterior, con la procedente de las medidas a baja densidad de corriente con nanovoltímetro (ver Sección 3.4). Este empalme se puede realizar para las curvas V-I obtenidas a cualquier tiempo de corte, ya que como se observa en la gráfica C de la Figura 4.6 a medida que la intensidad aplicada disminuye, las curvas a diferentes tiempos se solapan, de tal modo que a bajas intensidades no existe ninguna diferencia entre medir a un tiempo o a otro.
7. Una vez obtenida la curva V-I completa, se procede a eliminar el retroceso en intensidad, es decir eliminamos los puntos de la curva correspondientes a la muestra en el estado normal. Esto se debe a que como se ha explicado anteriormente, por encima de la corriente supercrítica nuestra medida ya no se realiza a corriente constantes, ya que es la fuente la que regula la intensidad para adaptarse al límite de voltaje (o de potencia de la fuente), por lo que los puntos obtenidos en este régimen no son relevantes y no nos proporcionan información fiable de lo que realmente está pasando.

Siguiendo estos pasos lo que se obtienen es un conjunto de curvas V-I a diferentes tiempos para cada una de las temperaturas a las que se estudian las muestras.

4.3. Curvas de Campo Eléctrico vs Densidad de Corriente Eléctrica.

Para analizar los resultados se utilizan las curvas características campo eléctrico-densidad de corriente (curvas E-J), que son las curvas V-I debidamente escaladas a sus dimensiones geométricas, es decir:

$E = V/l$ y $J = I/(ad)$, donde l es la longitud del micropuente, a su ancho y d su espesor.

En las Figuras 4.7 y 4.8 se muestran varias curvas E-J a diferentes temperaturas para dos tiempos de corte diferentes, obtenidas sobre las medias realizadas a la muestra HOL01. En las diferentes gráficas se muestran diferentes rangos del campo E con el fin de poder apreciar mejor los detalles de las curvas. Como se explicó en la sección anterior en estas curvas no se presentan los datos relativos a la zona normal, sólo se muestran los datos hasta la corriente supercrítica. La línea punteada simplemente indica en que punto la muestra ha transitado al estado normal.

Este comportamiento se obtiene en todas las muestras medidas. Las curvas E-J obtenidas en este trabajo, son análogas a las obtenidas en trabajos anteriores de nuestro grupo en muestras similares [25–28] o por otros grupos de investigación [21, 32, 43, 44], tanto en los valores del campo eléctrico, como en la densidad de corriente como en la dependencia de las curvas con la temperatura.

Si se observan cuidadosamente las Figuras 4.7 y 4.8 se pone de manifiesto la dependencia de las curvas E-J con el tiempo de medida. No obstante esta representación no es la mejor a la hora de enfatizar este hecho. Para ello se presentan en las Figuras 4.9 A y B las curvas E-J correspondientes a dos temperaturas de baño diferentes (73.4 K y 65.5 K) obtenidas para diferentes tiempos para la muestra HOL01. Como se observa en las figuras, para bajas densidades de corriente, el comportamiento de la muestra es independiente del tiempo de medida (las curvas a diferentes tiempos se solapan entre ellas). No obstante a medida que se aumenta la densidad de corriente se empiezan a notar los efectos del tiempo de medida: las curvas medidas a tiempos más largos se separan de las medidas a tiempos más cortos, alcanzando el salto al estado abrupto para una densidad de corriente menor. Este dependencia clara de la curva E-J con el tiempo de medida es un indicio claro de como el calentamiento afecta al salto abrupto al estado normal inducido por altas densidades de corriente.

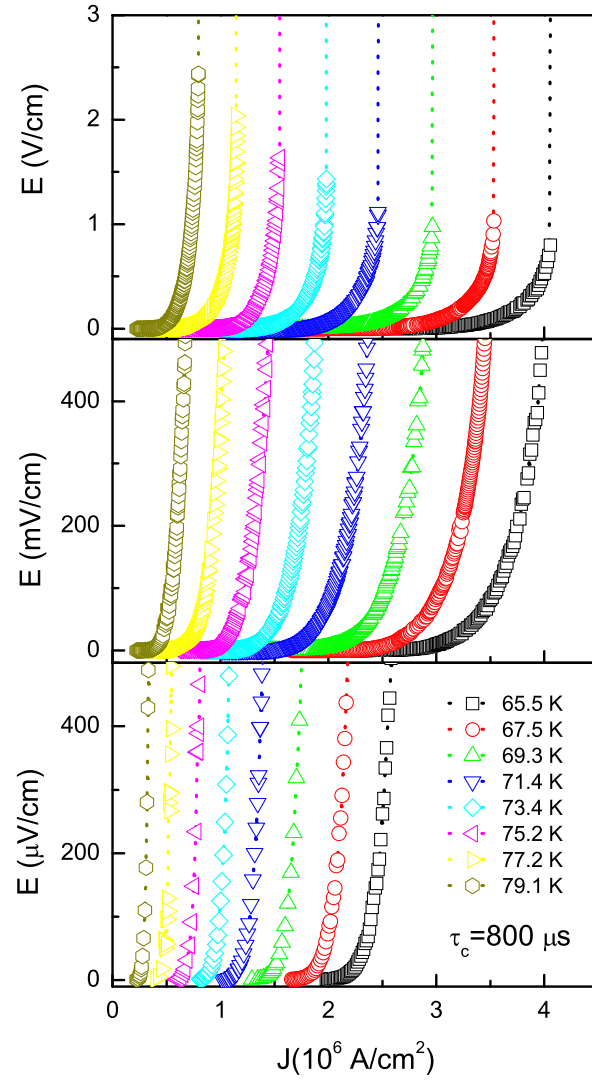


Figura 4.7: Curvas características E-J para la muestra HOL01 a diferentes temperaturas. Estas curvas están obtenidas para un tiempo de medida de $800 \mu\text{s}$. En las distintas gráficas se representan las mismas curvas pero disminuyendo sucesivamente el campo E para apreciar los detalles.

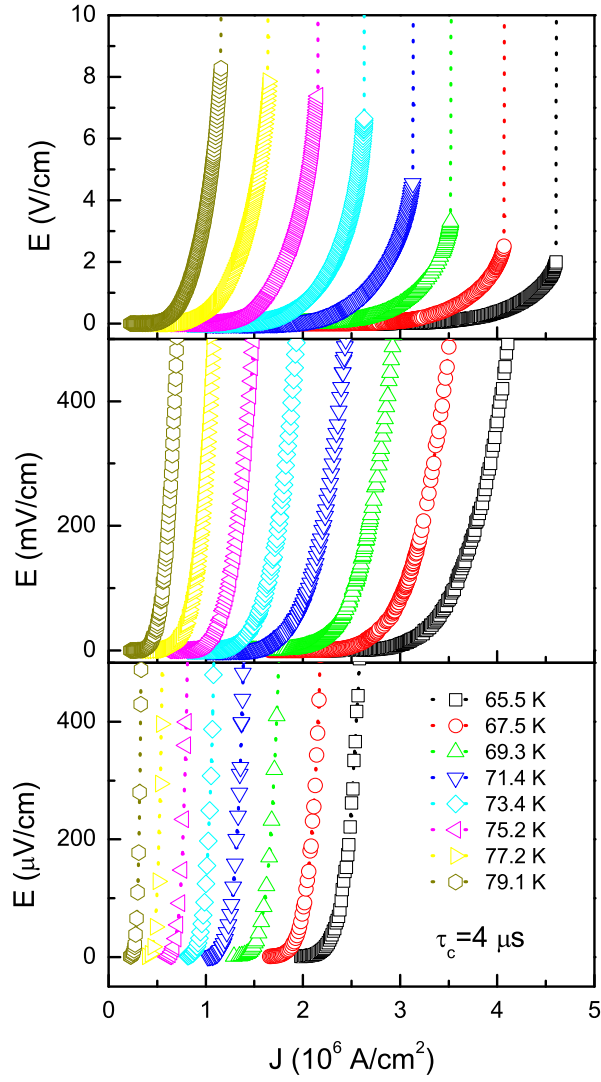


Figura 4.8: Curvas características E-J para la muestra HOL01 a diferentes temperaturas. Estas curvas están obtenidas para un tiempo de medida de $4 \mu\text{s}$. en las distintas gráficas se representan las mismas curvas pero disminuyendo sucesivamente el campo E para apreciar los detalles.

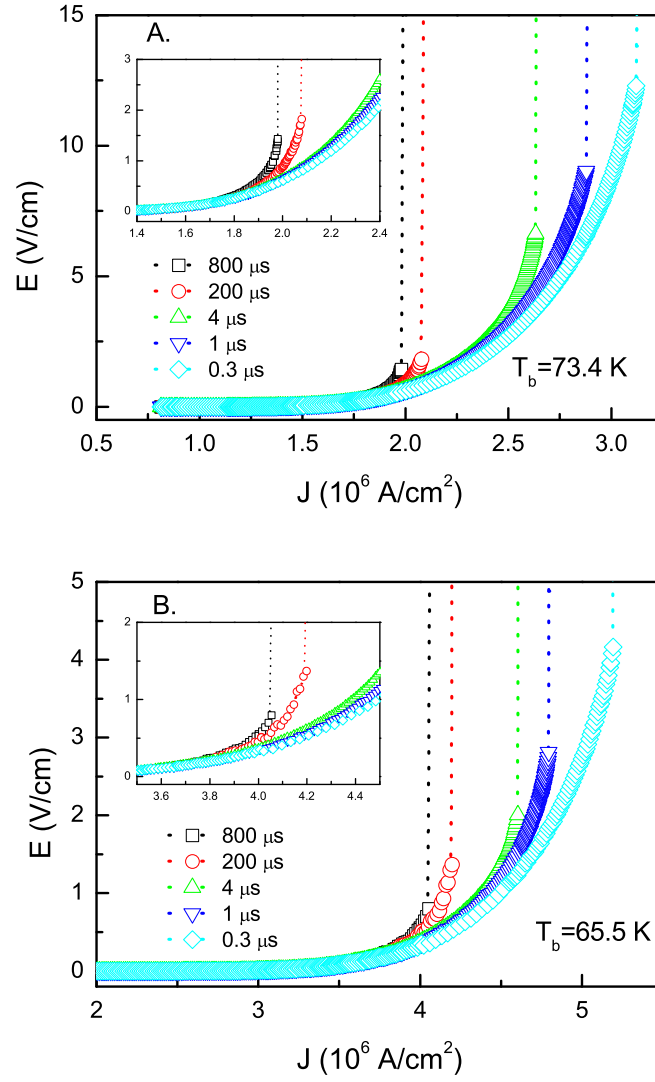


Figura 4.9: Curvas características E-J a diferentes tiempos de corte (800, 200, 4, 1 y 0.3 μ s) para dos temperatura de baño diferentes para la muestra HOL01. En los insets se presenta una ampliación de la gráfica para poder apreciar mejor las medias realizadas a 800 y 200 μ s. **Gráfica A:** $T_b = 73,4$ K. **Gráfica B:** $T_b = 65,5$ K.

Capítulo 5

Modelo térmico y análisis por Elementos Finitos.

Como se explica en el apartado 1.2.2, en el primer modelo térmico empleado en el laboratorio [25, 26], con el fin de simplificar la distribución de temperaturas en el sistema y por lo tanto simplificar el tratamiento numérico en las simulaciones realizadas, el sistema film-sustrato se subdividía en dos partes:

1. *sustrato caliente*: formado por el film y el sustrato de las inmediaciones, que se encontraba a una temperatura promedio mayor que la del baño.
2. *sustrato frío*: que era el resto del sustrato que se suponía termalizado a la temperatura del baño.

Con la utilización de paquetes comerciales de software de resolución de ecuaciones diferenciales por elementos finitos (FEM), no es necesario realizar dicha subdivisión, ya que estos paquetes nos permiten resolver la ecuación del calor dependiente del tiempo en una geometría similar a la de nuestro sistema, de forma numérica, obteniendo así el mapa completo de temperaturas en el film y el sustrato.

Los pasos para la utilización de los elementos finitos en cualquier problema son los siguientes:

1. Modelizado de la geometría. Es decir generar una geometría lo más parecida posible a la de nuestro sistema.

2. Mallado de la geometría. Esto consiste en subdividir la geometría anterior en un conjunto de elementos más pequeños donde la resolución de las ecuaciones diferenciales sea sencilla.
3. Asignación de cargas y condiciones de frontera. Es decir elegir las diferentes ecuaciones diferenciales que gobiernan la física de cada parte del sistema, suministrar las propiedades físicas necesarias y establecer las condiciones de contorno de nuestro problema.
4. Resolución numérica.

En este capítulo detallaremos los pormenores de como se aplican los elementos finitos en nuestro modelo de autocalentamiento de películas delgadas.

5.1. Modelización de la geometría.

Con FEM, *a priori*, podríamos modelar cualquier tipo de geometría, no obstante con el fin de ahorrar esfuerzo computacional se realizan las siguientes aproximaciones sobre la geometría de nuestro sistema:

1. Geometría 2D. En las muestras utilizadas en estos experimentos la relación de aspecto ancho-largo era de 1:10, de tal modo que se puede considerar que el comportamiento del micropuente es aproximadamente uniforme a lo largo de toda su longitud. Esto nos permite considerar solo una sección transversal del sistema micropuente-sustrato (Figura 5.1.a)
2. Simulación de la mitad del sistema. Como se observa en la Figura 5.1.b, nuestro sistema es simétrico en el eje $x=0$ (el que pasa por la mitad del filme). Esto nos permite simular solo la mitad del sistema (parte coloreada de la Figura 5.1), lo que supone un ahorro considerable de esfuerzo computacional.
3. Inclusión de una interfase film-sustrato ficticia. A pesar de que la red cristalina de la película es un extensión perfecta de la red del sustrato, existe una cierta resistencia térmica entre el film y el sustrato. Para dar cuenta de dicha resistencia térmica se genera entre el sustrato y el film una pequeña interfase ficticia

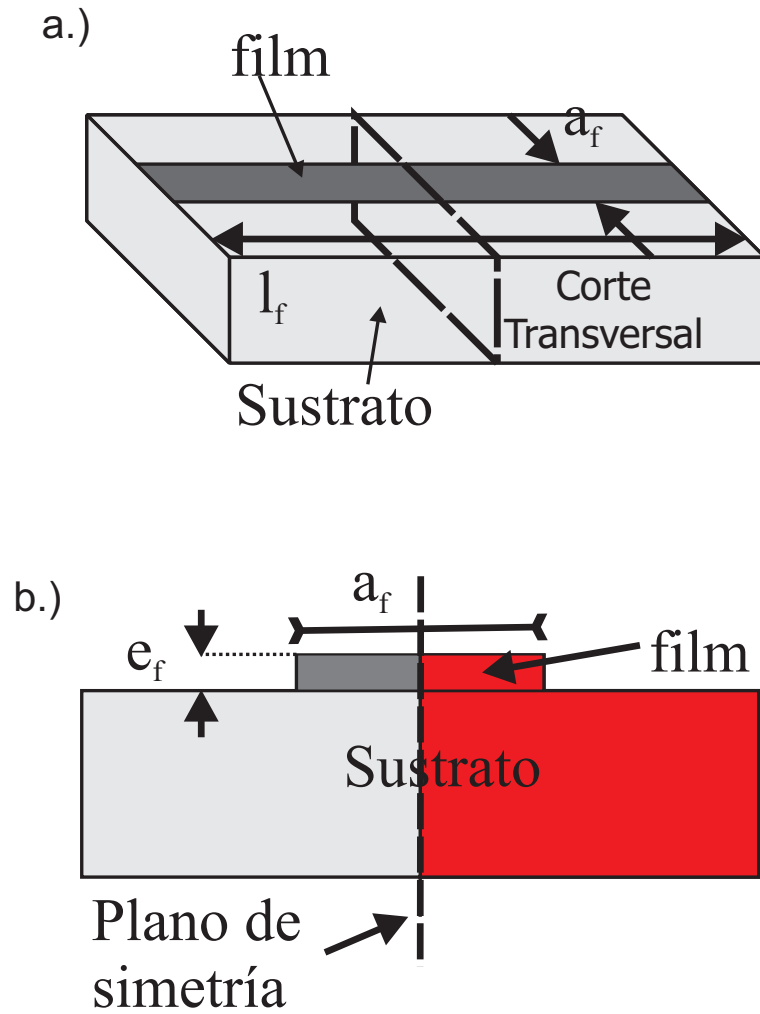


Figura 5.1: *a.* Dibujo esquemático del conjunto micropuente-sustrato en 3D. Como se observa el ancho es más pequeño que el largo por lo que sólo simularemos un corte transversal del sistema. *b.* Dibujo esquemático del corte transversal de la figura *a.* Dicho sistema es simétrico con respecto al eje que pasa por la mitad del micropuente, por lo que sólo necesitamos simular la mitad de geometría (parte colorada de rojo).

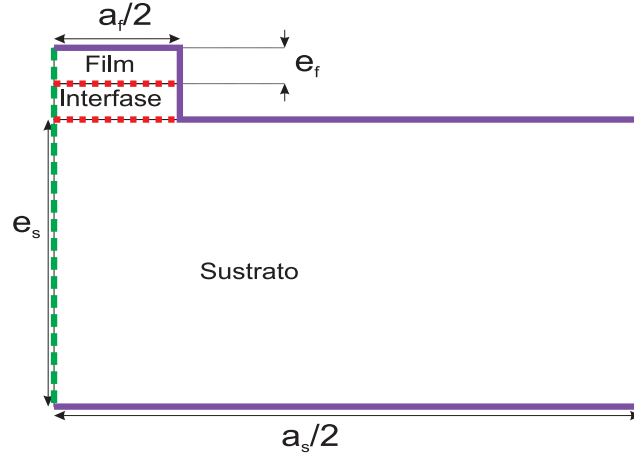


Figura 5.2: Dibujo esquemático de la geometría utilizada en las simulaciones por FEM. La geometría consta de tres partes: película, interfase y sustrato. Como se observa solo se toman la mitad del ancho de film y sustrato debido a la simetría en torno al eje $x=0$ (ver Figura 5.1). Las diferentes líneas coloradas representan las diferentes condiciones de frontera impuesta: la línea verde a rayas es la condición de simetría, las dos líneas rojas punteadas son condiciones de continuidad y la línea continua violeta representa intercambio térmico con el entorno (ver texto). La dimensiones no están a escala.

del mismo espesor del filme, cuyas propiedades se explicarán más adelante (sección 5.3).

Así pues tras estas aproximaciones la geometría que se ha usado para los cálculos por FEM es la que se presenta en la Figura 5.2, donde a_s y e_s son el ancho y espesor del sustrato, respectivamente, y a_f y e_f , ancho y espesor del micropuente¹.

¹A partir de ahora utilizaremos la siguiente nomenclatura de subíndices: f para film, s para el sustrato, e para entorno (es decir el baño), $f-s$ denotará la interfase film-sustrato y $s-e$, para referirnos a la interacción entre el sistema y el entorno

5.2. Mallado de la geometría.

Una vez obtenida la geometría sobre la que se realizarán los cálculos el siguiente paso es el mallado de dicha geometría. El mallado consiste en la subdivisión de la geometría en elementos mucho más pequeños donde las ecuaciones diferenciales tenga una fácil resolución. Obviamente la correcta resolución de las ecuaciones diferenciales sobre la geometría dependerá directamente de la elección de un buen mallado, este también influirá en la precisión de la solución y en el tiempo de resolución. Un correcto mallado es pues de vital importancia para los cálculos que se van a realizar.

En nuestro caso utilizaremos un mallado triangular, de tal modo que toda nuestra geometría será subdividida en elementos triangulares. El tamaño mínimo de estos elementos vendrá impuesto por las parte de la geometría más pequeña, es decir por el sustrato y la interfase, y más explícitamente por su espesor (ya que es la dimensión más pequeña de nuestra geometría con unos 120-150 nm). No obstante si se mallase toda la geometría con un elemento promedio tan pequeño, se generarían una gran cantidad de elementos que aumentaría visible e innecesariamente el tiempo de simulación. Debido a que la única zona donde se genera calor de forma constante es en el filme, es de esperar que el mapa de temperaturas cambie dramáticamente en el micropuente y sus alrededores pero se uniformice a medida que nos alejemos de él. Así pues solo necesitamos una buena precisión en el micropuente, en la interfase y en el sustrato de los alrededores, por lo que para mallar la geometría se utiliza un mallado inhomogéneo, con una gran densidad de elementos cerca de la película y un número decreciente de elementos a medida que nos alejemos de ella (ver Figura 5.3).

5.3. Ecuación diferencial y condiciones de frontera.

Una vez especificado geometría y mallado, debemos indicar al paquete de elementos finitos cual es la física que gobierna cada parte de la geometría, es decir, especificar que ecuaciones diferenciales debe

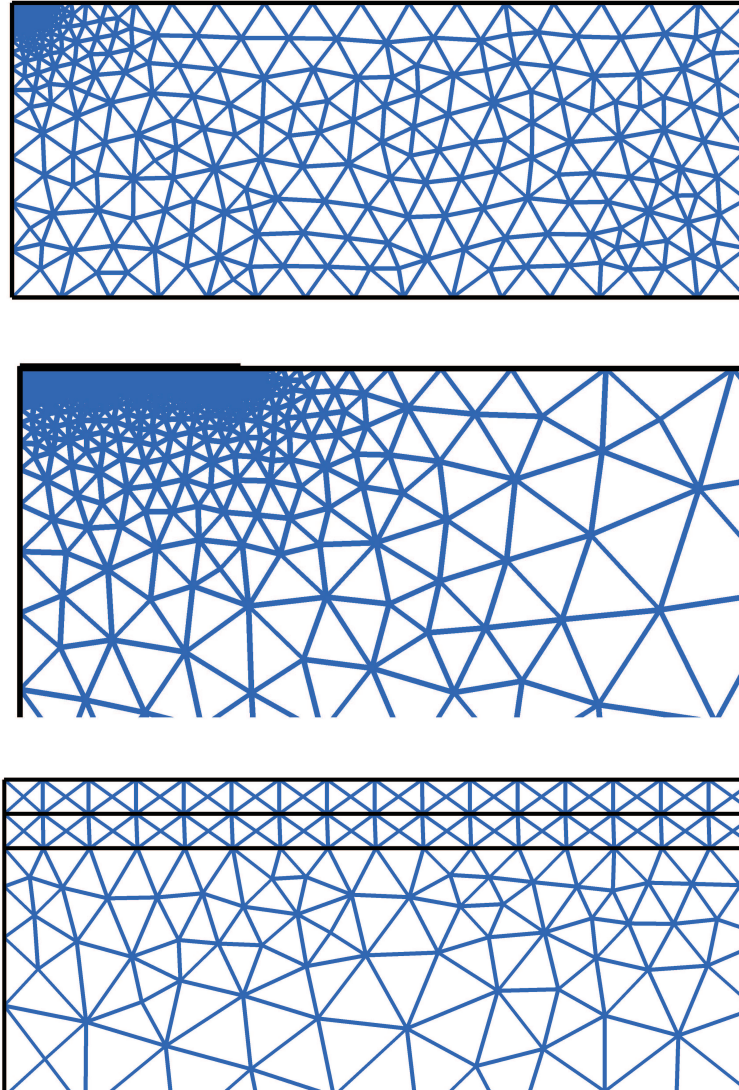


Figura 5.3: Ejemplo de mallado del sistema. En la primera figura se puede observar un ejemplo típico de mallado triangular inhomogéneo. En las dos siguientes se muestran aumentos progresivos de la zona del micropuente y la interfase donde se observa claramente como se aumenta progresivamente la densidad de elementos.

	ρ (Kg m ⁻³)	κ (WK ⁻¹ m ⁻¹)	C_p (JKg ⁻¹ K ⁻¹)
micropuente	6800	5 [49, 50]	147.1 [53]
sustrato (<i>SrTiO</i> ₃)	5120	18 [51, 52]	195.3 [38]

Tabla 5.1: Valores de la densidad, la conductividad térmica y el calor específico a presión constante para el micropuente (YBCO) y para el sustrato (*SrTiO*₃). Entre corchetes aparecen las referencias de los valores.

resolver, proporcionarle en cada parte las propiedades que necesite dicha ecuación y establecer las condiciones de frontera de nuestro sistema. Para nuestro modelo térmico la ecuación diferencial a resolver es la ecuación del calor dependiente del tiempo:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \dot{Q} \quad (5.1)$$

donde ρ es la densidad del material, κ su conductividad térmica, C_p el calor específico a presión constante y \dot{Q} la potencia disipada en el material, que en nuestro caso será cero en interfase y sustrato y $\dot{Q} = E \cdot J$ en el micropuente (la implementación de esta potencia disipada se explicará en el siguiente apartado). Los valores de las constantes para el sustrato y el micropuente se muestran en la Tabla 5.1.

Como se explicó en el apartado 5.1 existe una pequeña resistencia térmica entre la película y el sustrato. Esta resistencia da lugar a la aparición de un coeficiente de transferencia de calor entre estos dos medios, que toma un valor del orden $h_{f-s} \sim 1000 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ [54]. Para modelar este efecto se incluye una interfase ficticia cuya capacidad calorífica se considera muy baja² y cuya conductividad térmica tendría un valor de $\kappa_{f-s} = h_{f-s} e_{f-s}$, donde e_{f-s} el espesor de la interfase. Para justificar esta aproximación partimos de que el flujo de calor a través de toda la interfase viene dado por:

$$\dot{q} = \kappa_{f-s} \nabla T \quad (5.2)$$

Si suponemos que el espesor de la interfase es mucho menor que su anchura podemos aproximar $\nabla T \sim \frac{\Delta T}{e_{f-s}}$ donde ΔT será la diferencia

²En los cálculos se hizo $Cp_{f-s} = 0,001Cp_s$

de temperaturas a ambos lados de la interfase por lo que la ecuación 5.2 quedaría como:

$$\dot{q} \sim \kappa \frac{\Delta T}{e_{f-s}} \quad (5.3)$$

Además sabemos también que en el caso de la resistencia térmica el flujo de calor entre film y sustrato vendrá dado por:

$$\dot{q} = h_{f-s} \Delta T \quad (5.4)$$

Si igualamos las ecuaciones 5.3 y 5.4 obtendremos la anterior condición: $\kappa_{f-s} \sim h_{f-s} e_{f-s}$.

Para nuestro problema se establecieron tres tipos diferentes de condiciones de contorno:

$$\mathbf{n}(\dot{q}_1 - \dot{q}_2) = 0 \quad (5.5)$$

$$-\kappa \mathbf{n} \nabla T = 0 \quad (5.6)$$

$$-\kappa \mathbf{n} \nabla T = h_{s-e} (T - T_b) \quad (5.7)$$

donde \mathbf{n} es el vector normal a la superficie en cada punto, h_{s-e} , es el coeficiente de transferencia de calor con el baño circundante³, \dot{q} es el flujo de calor a través de la superficie correspondiente y T_b la temperatura de dicho baño.

La ecuación 5.5 representa una ecuación de continuidad, que se aplica entre las dos fronteras película-interfase e interfase-sustrato (líneas naranjas punteadas en la Figura 5.2). La ecuación 5.6 es una condición de aislamiento térmico que se aplica a todo el eje de simetría de nuestro problema (línea verde a rayas de la Figura 5.2) y la ecuación 5.7, representa una condición de intercambio térmico entre el sistema simulado y el baño circundante, que se aplica como se observa en la Figura 5.2, en la línea violeta continua.

³En el caso de nuestros experimentos el baño era helio gas cuyo coeficiente de intercambio es de $1 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-1}$

5.4. Potencia disipada en el micropuente.

Como se explica en el apartado anterior, la potencia disipada en el micropuente viene dada por $\dot{Q} = E(J, T) \cdot J$, donde J es la densidad de corriente aplicada y $E(J, T)$ es el campo en el superconductor que depende, de una forma más o menos complicada, de la densidad de corriente J y de la temperatura de la muestra en cada instante T . La forma más directa de incluir en los cálculos FEM el campo $E(J, T)$ y, por tanto la potencia disipada, es a través de una función única que englobe toda la información necesaria. Esta función se tiene que obtener a partir de la comparación de las curvas E-J experimentales con los modelos habituales, que describen el comportamiento del campo eléctrico en un superconductor en función de J y T . Como se muestra en la Figura 5.4 en nuestras muestras las curvas E-J presentan la forma típica de un régimen de movimiento de vórtices no lineal: es decir de un régimen *flux creep* [2, 45–48].

El análisis de los diferentes conjuntos de curvas E-J medidas, muestra que un modelo crítico en forma de ley de potencias (*breakdown power law* generada por *flux creep* de los vórtices) unifica razonablemente bien, todas las curvas E-J en el rango de temperaturas estudiadas. Este modelo proporciona el campo eléctrico a temperatura constante T , como una función de la densidad de corriente aplicada J de la siguiente forma:

$$E(J) = E_0 \left(\frac{J}{J_0} - 1 \right)^n \quad (5.8)$$

donde la dependencia con la temperatura se establece a través de E_0 y J_0 :

$$E_0 = E_{01} \ln \left(\frac{T_c}{T} \right)^{n_{E_0}} \quad (5.9)$$

$$J_0 = J_{01} \ln \left(\frac{T_c}{T} \right)^{n_{J_0}} \quad (5.10)$$

donde $T_c, E_{01}, J_{01}, n_{E_0}, n_{J_0}$ y n son 6 parámetros libres que se utilizan para ajustar esta ley de potencias a los datos experimentales medidos.

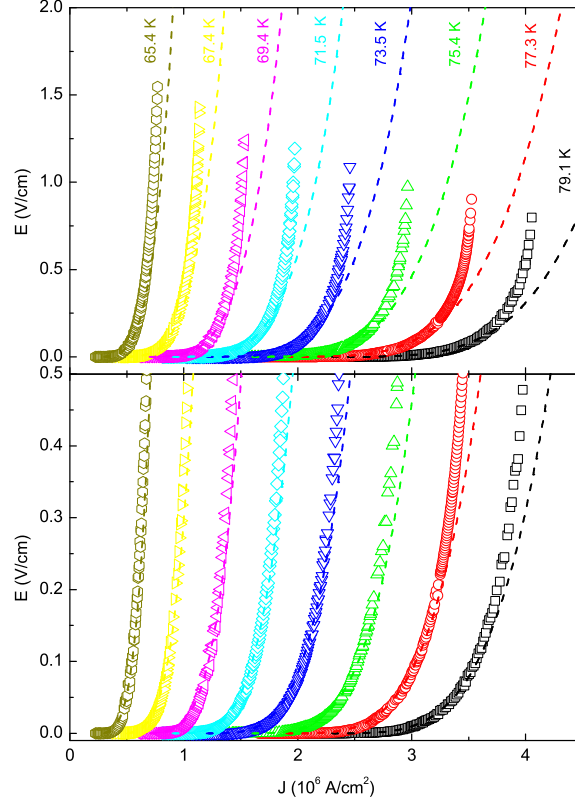


Figura 5.4: Curvas E-J para la muestra Hol01 a diferentes temperaturas obtenidas para una tiempo de corte de $800 \mu s$. Las curvas a trazos representan las curvas *background*. Como se observa la curva ajusta los datos experimentales en la a bajas densidades de corriente pero se despega de la curva experimental a medida que J aumenta. En la gráfica inferior se presenta las mismas curvas en una escala de campo eléctrico que nos permite ver la bondad del ajuste en la parte de baja disipación. Los parámetros libres de esta curva son los siguientes: $T_c = 82,9958 \text{ K}$, $E_{01} = 19,5541 \text{ V/cm}$, $J_{01} = 16,993 \text{ MA/cm}^2$, $n_{E_0} = 2,1822$, $n_{J_0} = 1,41033$ y $n = 4,10915$.

Cabe destacar aquí que no estamos interesados en los mecanismos físicos a partir de los cuales surge este modelo, no nos interesa estudiar como surge la disipación en el estado mixto, lo que realmente nos interesa es obtener una forma de parametrizar el campo E para poder obtener, en todo momento, la potencia disipada en el superconductor para nuestros cálculos FEM, ya que éstos necesitan la potencia disipada en un instante de tiempo t_a para poder calcular la temperatura de la muestra en el instante siguiente $t_a + \delta t$, incorporando así en los cálculos numéricos uno de los principales ingredientes del modelo térmico: la *realimentación* (ver sección 1.2.2).

Las curvas generadas por medio de las ecuaciones 5.8, 5.9 y 5.10 las denominamos curvas *background*. Desde el punto de vista físico, en nuestro modelo, estas curvas *background* serían las curvas E-J *isotermas*, es decir las curvas E-J que presentarían nuestro sistema si pudiésemos medir infinitamente rápido evitando así los efectos térmicos. En la Figura 5.4 se muestra un ejemplo de la bondad del ajuste de las curvas *background* a un conjunto de curvas E-J experimentales en la zona de baja disipación.

5.5. Protocolo de simulación.

Con el método de los elementos finitos se pretende simular curvas E-J a diferentes temperaturas y a diferentes duraciones de pulso. El protocolo de simulación intenta reproducir de la forma más fidedigna posible, las condiciones experimentales de aplicación de corriente. El núcleo de los cálculos en FEM consiste en simular el comportamiento del sistema (micropuente, interfase y sustrato) cuando durante un tiempo τ_c se aplica una densidad de corriente J_a en el micropuente. Para ello se realizan los siguientes pasos:

1. Se genera la geometría sobre la que se realizará la simulación (ver sección 5.1), y se realiza el mallado.
2. Se establecen las condiciones iniciales, que en este caso es considerar que todo el sistema se encuentra a la misma temperatura que denominamos T_b (que se corresponde con la temperatura del baño).

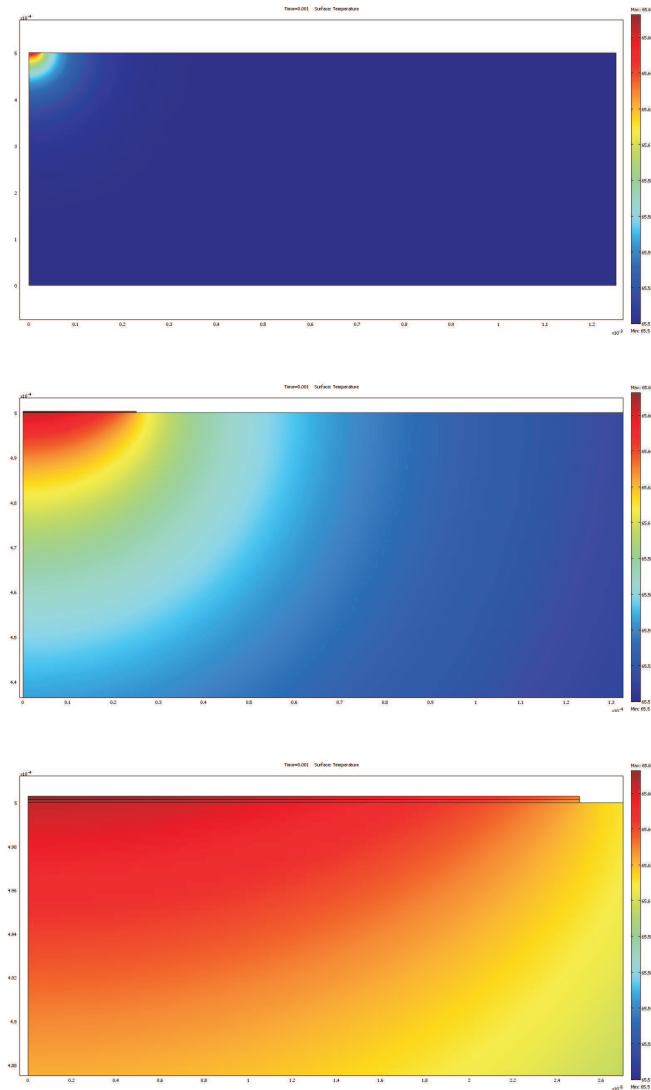


Figura 5.5: Ejemplo de un mapa de temperaturas resultante de la simulación por FEM a densidad de corriente constante. En las diferentes figuras se muestran un aumento de la zona del micropuente y la interfase. Como se observa la zona más afectada por el calentamiento es el micropuente, la interfase y el sustrato de los alrededores. A medida que nos alejamos de esa zona la temperatura del sustrato disminuye rápidamente hasta alcanzar la del baño.

3. Se establece una densidad de corriente J_a , que se supone constante durante toda la aplicación del pulso. Con esta J_a y la curva *background* (ecuaciones 5.8, 5.9, 5.10) elegida, generamos la curva que proporciona al paquete de software la potencia disipada en función de la temperatura: $\dot{Q}(J_a, T)$.
4. Con la curva de potencia disipada el paquete de software resuelve la ecuación diferencial del calor (ecuación 5.1), sometida a las condiciones de contorno 5.5, 5.6 y 5.7 durante un intervalo de tiempo τ_c . La solución obtenida por FEM será una distribución de temperaturas sobre la geometría de partida como la que se muestra en la Figura 5.5. Como se observa en dicha figura el micropuente, la interfase y el sustrato de los alrededores es la zona que más se calienta, y a medida que nos alejamos de ella la temperatura disminuye hasta la del baño (T_b).
5. Finalmente se calcula la temperatura promedio del micropuente, integrando para ello la temperatura en toda el área del micropuente del siguiente modo:

$$T_m = \frac{1}{A_f} \int_f T(x, y) dx dy \quad (5.11)$$

donde A_f es el área del micropuente.

El paquete de FEM utilizado en este trabajo, permite generar un mapa de la distribución de temperaturas en las distintas etapas de la resolución temporal (además de generar el mapa una vez se ha resuelto la ecuación para el tiempo τ_c), lo que nos permite tener información de la evolución de la temperatura promedio del micropuente a lo largo del tiempo (utilizando la ecuación 5.11).

En la Figura 5.6 se muestra la evolución de la temperatura promedio del film simulada, para diferentes densidades de corriente aplicadas. En la gráfica A se presentan los resultados para un rango de tiempo del orden de las centenas de los microsegundos. Se observa como a medida que pasa el tiempo la temperatura en el micropuente aumenta. Cuando se aumenta la densidad de corriente inyectada la temperatura simulada es mayor, e incluso se puede alcanzar un punto en el que se produzca una inestabilidad numérica, de tal modo

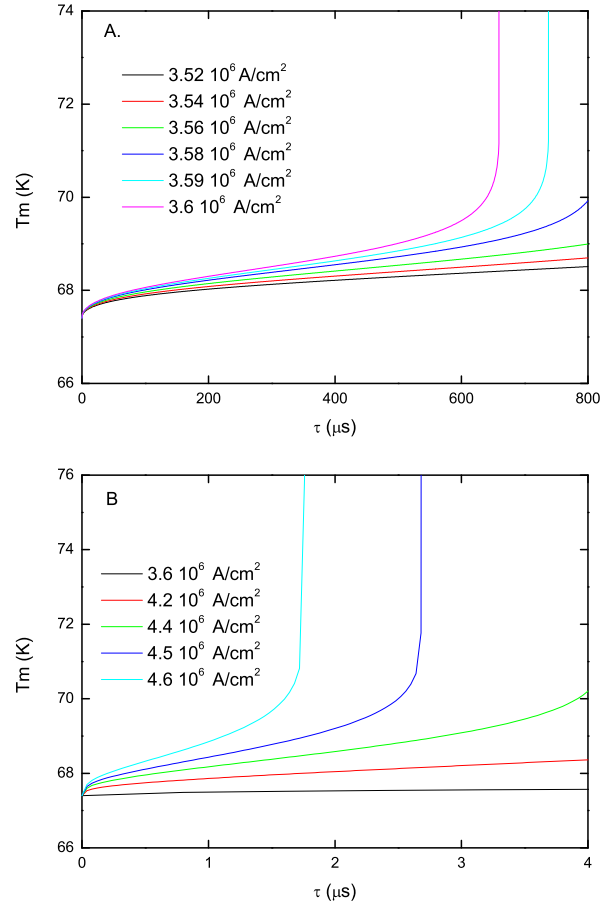


Figura 5.6: Temperatura media simulada en función del tiempo que se aplica la densidad de corriente, para diferentes densidades de corriente aplicada. **Gráfica A:** se presentan los resultados para un tiempo del orden del milisegundo. **Gráfica B:** se presentan los resultados correspondientes a un tiempo de unos pocos microsegundos. Para poder percibir la magnitud del efecto del tiempo en la inestabilidad se presentan en ambas gráficas el resultado de la temperatura simulada para una $J_a = 3,610^6 \text{ A/cm}^2$.

que la temperatura simulada aumenta repentinamente (las líneas correspondientes a 3.59 y $3.6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$) por encima de la temperatura crítica de la muestra. Cuanto mayor es la densidad de corriente aplicada antes se produce la inestabilidad térmica.

En el caso de la gráfica B de la Figura 5.6 se presentan los resultados cuando el tiempo que se aplica la densidad de corriente es del orden de los microsegundos (en estos casos será para las J_a de 4.5 y $4.6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ donde se produce la inestabilidad térmica).

Así pues las simulaciones de elementos finitos del modelo térmico, reproducen al menos cualitativamente el comportamiento real de las muestras medidas en este trabajo: a medida que se disminuía el tiempo de medida se necesita más intensidad para producir un *quenching* de la muestra (ver Figuras 4.2 y 4.3 del Capítulo 4).

Conviene remarcar aquí que no es necesario superar la temperatura crítica, para que se produzca la inestabilidad térmica. De hecho un aumento de 2-3 grados sobre la temperatura del baño es más que suficiente para que se produzca el salto térmico abrupto que genera el *quenching*.

Como comentamos anteriormente si seguimos los pasos 1-5 de esta sección lo que obtenemos es la temperatura promedio del film al cabo de τ_c segundos de aplicar una densidad de corriente J_a . Si queremos obtener para una temperatura de inicio dada, el comportamiento de la temperatura promedio con la densidad de corriente aplicada simplemente debemos ejecutar recursivamente los pasos 1-5, aumentando la densidad de corriente aplicada y reiniciando en cada paso del bucle la temperatura inicial (ya que en nuestras medidas experimentales existe un tiempo entre pulsos de más de un segundo, más que suficiente para que el micropuente y el sustrato vuelvan a termalizar con el baño).

En la Figura 5.7 presentamos varios ejemplos de la temperatura simulada promedio del micropuente en función de la densidad de corriente aplicada para diferentes tiempos de calentamiento. La temperatura inicial del baño en estas simulaciones es siempre la misma (67.4 K) no obstante, la densidad de corriente a la que se produce la inestabilidad térmica depende dramáticamente del tiempo que se aplique dicha corriente.

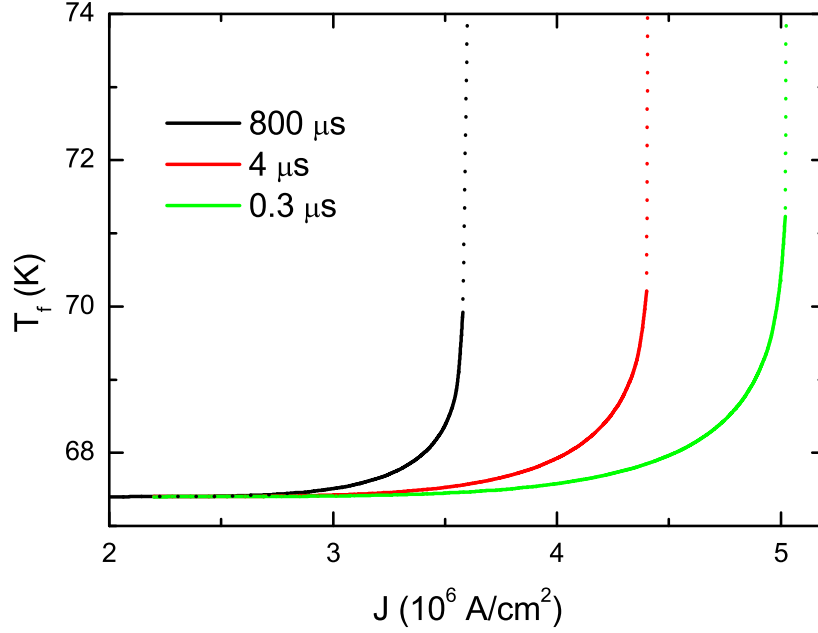


Figura 5.7: Temperatura promedio simulada en función de la densidad de corriente aplicada para diferentes tiempos. La temperatura del baño es de 67.4 K. La línea punteada marca el punto donde se produce la inestabilidad térmica.

Finalmente para conseguir la curva E-J que nos interesa para comparar con los resultados experimentales, simplemente se calcula el campo eléctrico en cada punto utilizando la temperatura promedio simulada del micropuente y la curva *background* (ecuaciones 5.8, 5.9 y 5.10) utilizada en las correspondientes simulaciones. En la Figura 5.8 se puede ver un ejemplo de varias curvas E-J simuladas a diferentes tiempos de calentamiento, para una temperatura inicial común. Se presenta en la misma gráfica la curva *background* utilizada para obtener la potencia disipada que usa la simulación. Como se observa la curva E-J así simulada depende drásticamente del tiempo de calentamiento, al igual que la densidad de corriente supercrítica, que es mayor a medida que el tiempo disminuye.

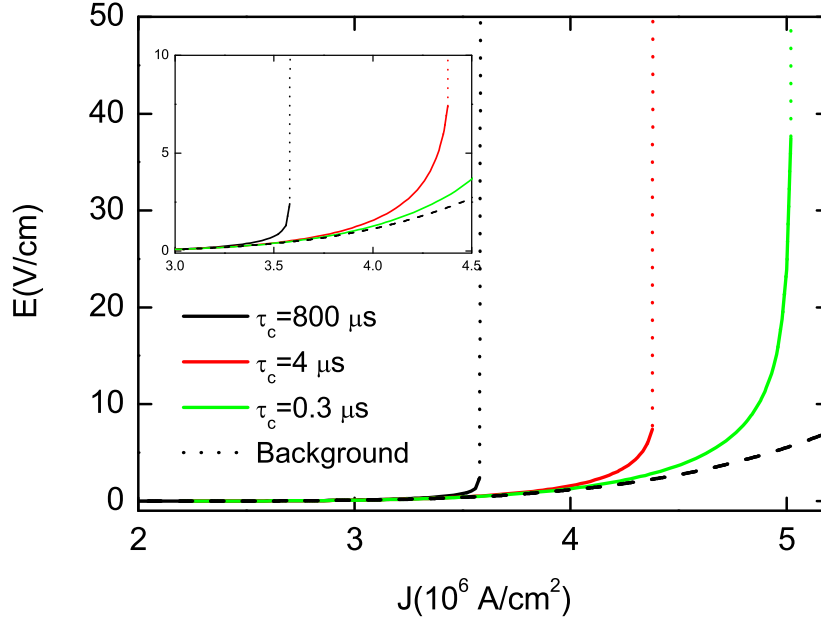


Figura 5.8: Ejemplo de curvas E-J simuladas para diferentes tiempos de calentamiento. La temperatura del baño es 67.4K. La curva negra a trazos representa la curva *background* utilizada en las simulaciones y la línea punteada marca el punto donde se produce el *quenching*. En el inset se muestra un aumento para poder apreciar las curvas simuladas correspondientes a los 800 μs y a los 4 μs . La curva *background* usada ha sido la de la Figura 5.4, y se ha simulado un micropuente de 50 μm de ancho, y 150 nm de espesor.

Para realizar las simulaciones de este trabajo se ha utilizado el paquete comercial de elementos finitos *Comsol Multiphysics*, cuyo funcionamiento técnico se encuentra brevemente descrito en el Apéndice C, junto con todos los programas que se utilizaron para realizar las simulaciones de este trabajo.

Capítulo 6

Análisis de los resultados experimentales y comparación con la simulación numérica.

En este capítulo se muestra la comparación entre los datos experimentales y los resultados de la simulaciones de autocalentamiento por elementos finitos.

6.1. Rango de los milisegundos.

En esta sección se comparan el resultado de las simulaciones realizadas, con los datos experimentales obtenidos en el rango de medidas de los milisegundos.

En la Figura 6.1 se presentan las curvas E-J experimentales (símbolos) y las correspondientes curvas simuladas (curvas continuas y punteadas) a diferentes temperaturas de baño para el micropuente de $50\text{ }\mu\text{m}$ de ancho de la película Hol01. Tanto el tiempo de corte de las curvas experimentales, como el tiempo de calentamiento simulado es el mismo: $800\text{ }\mu\text{s}$. Las curvas a rayas representan la curva *background* a diferentes temperaturas de baño y el cambio, en la curva simulada, de curva continua a punteada indica el punto en que la simulación alcanza la inestabilidad térmica. En esta figura se observa el buen acuerdo

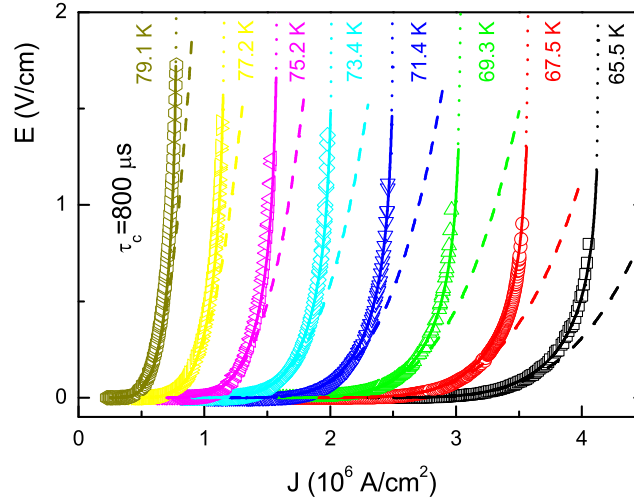


Figura 6.1: Curvas E-J para el micropuente de 50 micras de ancho de la muestra Hol01 a diferentes temperaturas. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con la función *background*. Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal en la simulación. En esta figura el tiempo de corte en los datos experimentales y el tiempo de pulso simulado es el mismo: 800 μ s.

entre los datos experimentales y las correspondientes curvas simuladas para las diferentes temperaturas de baño. Este acuerdo se mantiene para todas las medidas realizadas en el rango de los milisegundos.

En la Figura 6.2 se comparan las densidades de corriente supercrítica (que como se comentó en la introducción, es la densidad de corriente a la que la muestra salta de forma abrupta al estado normal) experimentales (símbolos) y simuladas (líneas continuas) frente al tiempo de medida para diferentes temperaturas de baño, para el micropuente de 50 μ m de ancho de la muestra Hol01. Como se observa en esta figura el acuerdo entre experimento y simulación es, en general, mejor que el 2%. Se debe subrayar que para las temperaturas más alejadas de T_c (65.5 y 67.5 K) la simulación sobrestima de forma sistemática la densidad de corriente supercrítica, aunque el desacuerdo

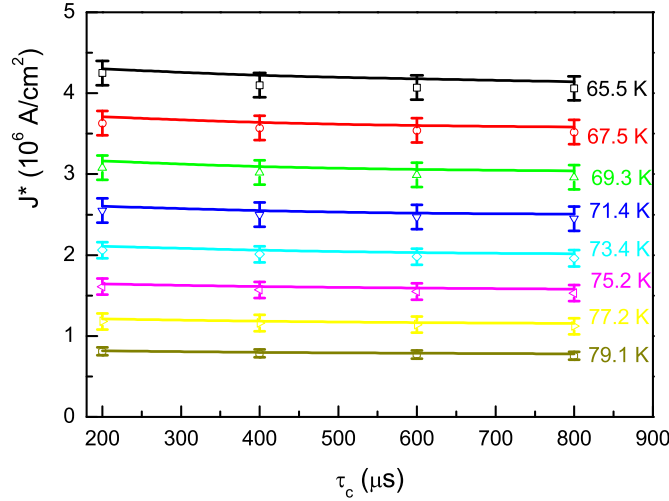


Figura 6.2: Densidad de corriente crítica frente a tiempo de medida en la zona de las centenas de microsegundos para el micropuente de $50 \mu\text{m}$ de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con las J^* experimentales, mientras la línea continua representa el comportamiento de los resultados de la simulación.

nunca supera el 3 %, en el peor de los casos, y es totalmente compatible con el error experimental de nuestras medidas.

Como se ha visto en el Capítulo 5, para realizar las simulaciones presentadas en las Figuras 6.1 y 6.2, se parte de una función *background* (ecuaciones 5.8, 5.9 y 5.10) que se utiliza para conocer la potencia disipada en la muestra en todo momento y, para cada una de las temperaturas de baño, se simula el calentamiento de la muestra cuando se aplica esta potencia durante un tiempo que se corresponde con el tiempo de corte de cada una de las curvas que se quiere reproducir. Para todas las simulaciones realizadas para el micropuente de $50 \mu\text{m}$ de la muestra Hol01, se ha utilizado siempre los mismos coeficientes de la función *background*¹, independientemente de la temperatura de baño o del tiempo de calentamiento simulado. El hecho

¹En el caso de la muestra Hol01, se ha utilizado una función *background* con los siguientes coeficientes: $T_c = 82,99 \text{ K}$, $E_{01} = 19,55 \text{ V/cm}$, $J_{01} = 16,99 \text{ MA/cm}^2$, $nE_0 = 2,12822$, $nJ_0 = 1,41033$ y $n = 4,10915$

de que, en el régimen de las centenas de microsegundo, nuestro modelo reproduzca de forma cuantitativa los resultados experimentales a diferentes temperaturas de baño y a diferentes tiempos de medida, utilizando siempre la misma función *background*, es un indicativo de la verosimilitud de dicho modelo.

Debemos señalar aquí que un acuerdo entre simulación y experimento, en lo que se refiere a J^* , de entre un 5-10 % ya se había obtenido en estudios previos [25, 26] con un modelo de autocalentamiento menos exacto que el que se utiliza en este trabajo. Pero no ocurría así con el campo eléctrico supercrítico E^* (que es el campo eléctrico correspondiente a J^*), donde se observaban diferencias entre simulación y experimento que podían alcanzar un orden de magnitud. Con el presente análisis por medio de elementos finitos, en cambio, las diferencias en E^* son de, aproximadamente, un 20 %. Para valorar este error en su justa medida es pertinente realizar una pequeña reflexión. Cuando se realiza una simulación cerca del salto, una pequeña variación en densidad de corriente de un 2-3 % produce una variación del campo eléctrico que puede llegar a ser de más de un 200 %. Desde el punto de vista experimental un cambio tan brusco de la pendiente de la curva E-J es totalmente indistinguible del propio *quenching*. Esto no sucede en la simulación, donde no importa cuanto varíe la pendiente, solo se considerará que la muestra ha saltado cuando se produzca una inestabilidad numérica. Cabe destacar, también, que para densidades de corriente muy cercanas a la densidad de corriente supercrítica, pequeñas variaciones en temperatura (de menos de una décima de Kelvin) pueden dar lugar a cambios grandes en el campo eléctrico supercrítico simulado. Desde el punto de vista experimental, la estabilidad térmica del baño es mejor que una décima de Kelvin, lo que explicaría las diferencias tan grandes entre simulación y experimento en lo que al campo eléctrico supercrítico se refiere. Así pues el campo eléctrico supercrítico no es un buen parámetro para evaluar la reproducción de nuestro modelo térmico de autocalentamiento.

6.2. Rango de los microsegundos.

En la Figura 6.3.A se presenta una comparación entre los resultados experimentales y las simulaciones, para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Hol01 para diferentes temperaturas de baño. El tiempo de corte de las curvas experimentales es de $4\ \mu\text{s}$, al igual que el tiempo de calentamiento simulado. Como en el apartado anterior, los símbolos representan los datos experimentales, las curvas a trazos representan la función *background* utilizada en las simulaciones y las curvas continuas representan el resultado de la simulación, donde el cambio entre curva continua y curva punteada muestra, nuevamente, el punto en que la simulación presenta la inestabilidad. Como se observa en esta figura las curvas simuladas reproducen de forma cualitativa las experimentales, aunque la calidad de dicha reproducción no es tan buena como en el caso de las medidas realizadas en el rango de los milisegundos. Para las dos temperaturas más alejadas de T_c (65.5 y 67.5 K) las curvas experimentales alcanzan el salto abrupto a densidades de corriente ligeramente inferiores que en el caso de las simuladas. No obstante las curvas simuladas reproducen las experimentales hasta inmediatamente antes de que se produzca el salto. Las densidades de corriente supercrítica simuladas difieren en este caso, aproximadamente, un 4 %, excepto para las temperaturas de baño correspondientes a 65.5 y 67.5, donde la simulación sobrestima las experimentales entre un 5 y un 7 %.

En la la Figura 6.3.B se muestran las curvas experimentales (símbolos) obtenidas para un tiempo de corte de 300 ns, a diferentes temperaturas, y se comparan con las curvas simuladas (curva continua y punteada) durante un tiempo de calentamiento equivalente, para el mismo micropuente. Nuevamente las diferentes curvas a trazos representan las curvas *background* a diferentes temperaturas de baño y el cambio, en la curva simulada, entre curva continua y punteada el punto donde la simulación alcanza la inestabilidad térmica. Como se observa en dicha figura, el acuerdo entre las curvas simuladas y las correspondientes curvas experimentales, es más pobre para este tiempo de medida que para tiempos de medida mayores. Debemos, no obstante, matizar que para determinadas temperaturas de baño, como por ejemplo para 79.1 y 69.3K, el desacuerdo existente entre simulación

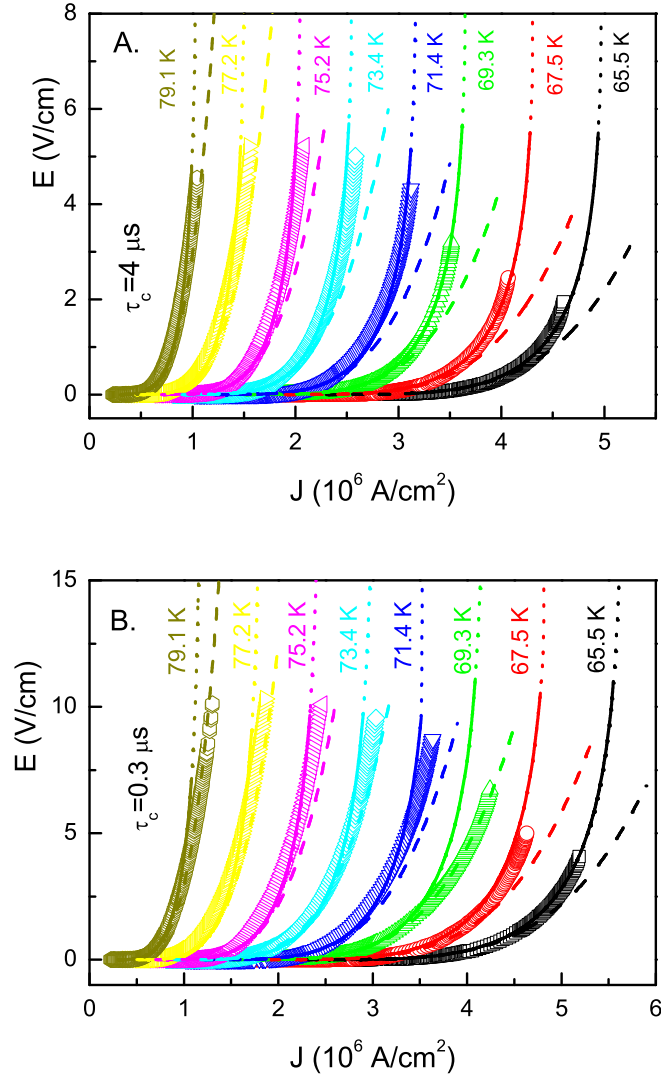


Figura 6.3: Curvas E-J para el micropuente de $50 \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con las curvas *background*. Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal. **Figura A:** tiempo de medida de $4 \mu\text{s}$. **Figura B:** tiempo de medida de 300 ns .

y experimento es debido a que las curvas *background* utilizadas no son las más apropiadas ya que, como se muestra en la figura, se solapan con las correspondientes curvas experimentales. Como consecuencia directa la curva simulada se adelantará a la experimental, alcanzando el *quenching* para densidades de corriente supercríticas ligeramente inferiores que las reales. Este desajuste entre las curvas *background* y las curvas experimentales, se debe a que independientemente del tiempo de medida a simular (ya sea centenas de microsegundos, como se presentaron en la sección anterior, o microsegundos o centenas de nanosegundos, como se presenta en esta) la función utilizada es siempre la misma. Si se eligiese una función diferente, que tuviese en cuenta las peculiares características de las curvas E-J-T a diferentes tiempos de pulso, la simulación obtenida para el caso de los 300 ns sería notablemente mejor, sobre todo en esas temperaturas en las que la correspondiente curva *background* se solapa con las experimentales. A pesar de estas peculiaridades, el desacuerdo entre las corrientes supercríticas experimentales y simuladas nunca supera, en el peor de los casos el 10%. Al igual que en el caso de los 4 μ s, para los 300 ns, en las temperaturas más alejadas de T_c (65.5 y 67.5 K) las curvas experimentales alcanzan el salto abrupto al estado normal a densidades de corriente menores que las curvas simuladas, no obstante las curvas simuladas se solapan con las experimentales hasta que éstas alcanzan el salto. Para estas temperaturas el desacuerdo entre la densidad de corriente supercrítica y simulada no supera, en el peor de los caso, el 7%.

En las figuras 6.4 A y B se muestran, para el micropuente de 70 μ m de ancho de la muestra Al01, las curvas E-J experimentales (símbolos) y simuladas (curva continua y punteada) para dos tiempos de corte diferentes: 4 μ s (figura A) y 300 ns (figura B). Las curvas a trazos representan las curvas *background* a diferentes temperaturas, que serán las mismas para los dos tiempos simulados². Como se observa en estas figuras, nuevamente, las curvas simuladas reproducen de forma cualitativa las curvas experimentales, sobre todo para las temperaturas

²Para el micropuente de 70 μ m de la muestra Al01 los coeficientes para la función *background* utilizada en las simulaciones son los siguientes: $T_c = 88,05$ K, $E_{01} = 11,56$ V/cm, $J_{01} = 103,04$ MA/cm², $nE_0 = 9,893725$, $nJ_0 = 2,469932$ y $n = 6,495766$.

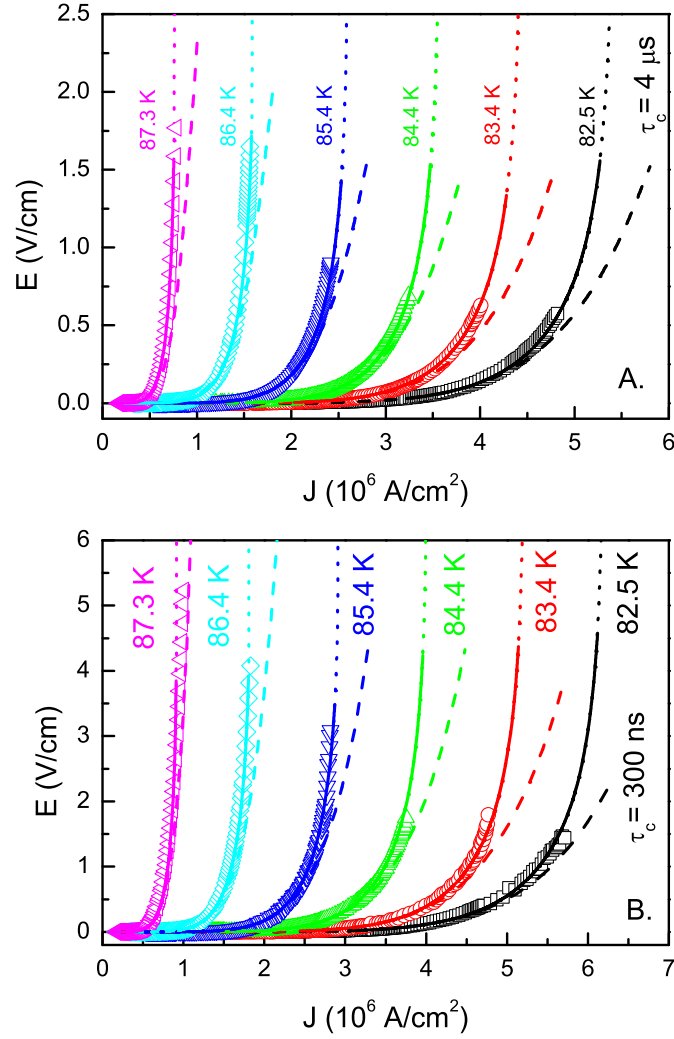


Figura 6.4: Curvas E-J para el micropuente de $70 \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Al01. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con las curvas *background*. Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal. **Figura A:** tiempo de medida de $4 \mu\text{s}$. **Figura B:** tiempo de medida de 300 ns .

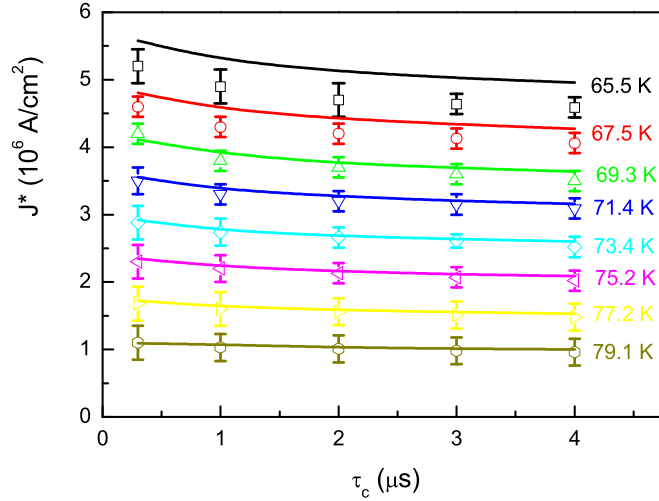


Figura 6.5: Densidad de corriente crítica frente a tiempo de medida en el rango de los de microsegundos para el micropuente de $50 \mu\text{m}$ de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con las J^* experimentales, mientras la línea continua representa el comportamiento de los resultados de la simulación.

de baño más cercanas a T_c . Al igual que en la muestra Hol01, para las temperaturas más bajas, las curvas experimentales saltan a densidades de corriente menores que las simuladas, aunque éstas reproduzcan las experimentales hasta el salto. Para esta muestra el desacuerdo entre densidades de corriente supercríticas experimentales y simuladas nunca supera, en el peor de los casos, el 8 %.

Así pues el modelo de autocalentamiento reproduce las curvas E-J experimentales, a diferentes temperaturas de baño, así como para diferentes muestras medidas. Aunque el acuerdo siempre es mejor en el rango de las centenas de microsegundos y se va empobreciendo a medida que el tiempo de medida disminuye, las diferencias en el rango de los microsegundos nunca sobrepasan el 10 %.

En la Figura 6.5 se muestra las densidades de corriente supercrítica experimentales (símbolos) y simuladas (curva continua), frente al tiempo de medida (en el rango de los microsegundos), para diferentes temperaturas de baño, para el micropuente de $50 \mu\text{m}$ de ancho

de la muestra Hol01. Como se observa en la figura las densidades de corriente supercríticas simuladas son, en general, totalmente compatibles con las experimentales (dentro del error experimental). En general el desacuerdo entre simulación y experimento no sobrepasa el 4 %, excepto para las dos temperaturas más alejadas de T_c : 67.5 y 65.5 K donde, como se ve en la figura, la simulación sobrestima de forma sistemática, para todas los tiempos de corte simulados, la densidad de corriente supercrítica en torno a un 7 %. Cabe destacar que en el caso del rango de medida del milisegundo, aparece un efecto similar a las mismas temperaturas aunque mucho menos acusado que en el rango de los microsegundos (ver Figura 6.2).

6.3. Comparación entre los rangos de medida.

En las Figura 6.6 se presentan, para el micropuente de 50 μm de ancho de la muestra Hol01, las curvas E-J experimentales (símbolos) y simuladas (líneas continuas) a diferentes tiempos de medida para dos temperaturas de baño diferentes: 71.4 (gráfica A) y 67.5 K (gráfica B). Como se observa, variar el tiempo de medida afecta de forma sustancial tanto a la forma de la curva E-J, como a la densidad de corriente supercrítica. Como se puede apreciar en la Figura 6.6.A el modelo de autocalentamiento reproduce bastante bien las curvas experimentales hasta los 4 μs y presenta una pequeña desviación para la curva de los 300 ns donde la simulación salta ligeramente antes que la curva real. En la Figura 6.6.B vemos que la simulación reproduce bien los datos para el rango de las centenas de microsegundos, y muestra ligeras desviaciones para los 4 μs , donde la curva experimental salta a una densidad de corriente inferior a la simulada (no obstante la curva simulada reproduce la experimental, hasta que en ésta se produce el *quenching*) y en el caso de los 300 ns la simulación diverge ligeramente de la curva experimental. Para esta muestra la función *background* utilizada se ha obtenido ajustando los datos correspondientes a las centenas de microsegundo, de tal modo que las simulaciones reproducen mejor las curvas experimentales en estos rangos, y el acuerdo es peor a medida que el tiempo de medida

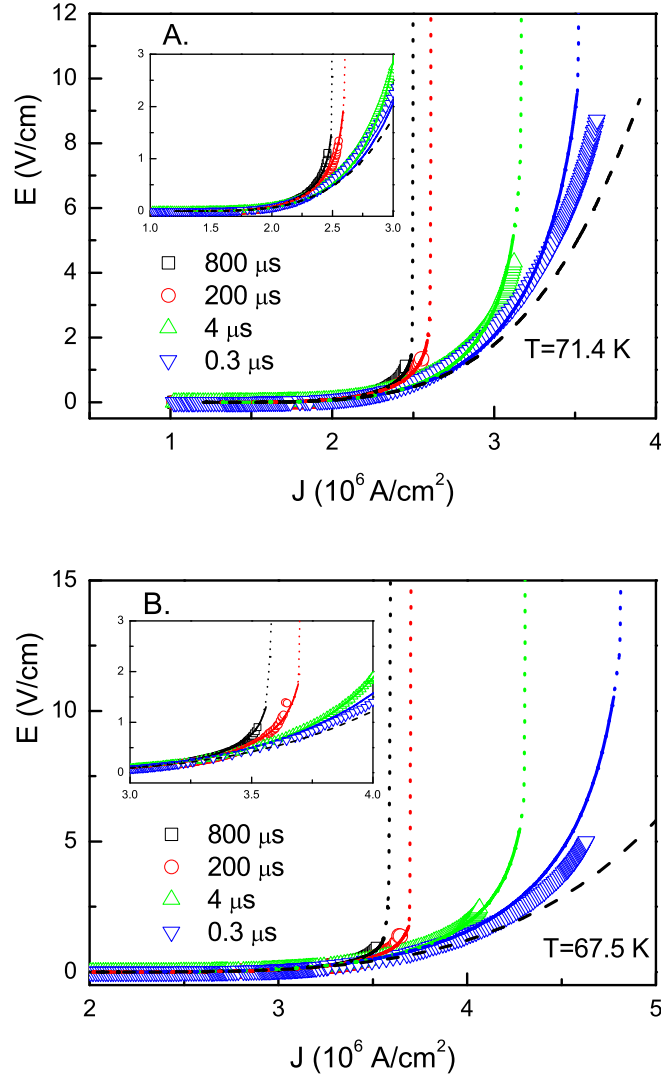


Figura 6.6: Curvas E-J a diferentes tiempos para dos temperaturas de baño diferentes: 71.4 K (etiquetada como A) y 67.5 K (etiquetada como B) para el micropuente de 50 μ m de la muestra Hol01. Los símbolos representan las diferentes curvas experimentales, la curva a trazos es la curva *background* utilizada y la curva continua el resultado de las simulaciones a diferentes tiempos. El cambio de línea continua a punteada marca el punto donde la simulación salta al estado normal. En el inset se presenta un aumento de la zona correspondiente a las centenas de microsegundos para apreciar los detalles.

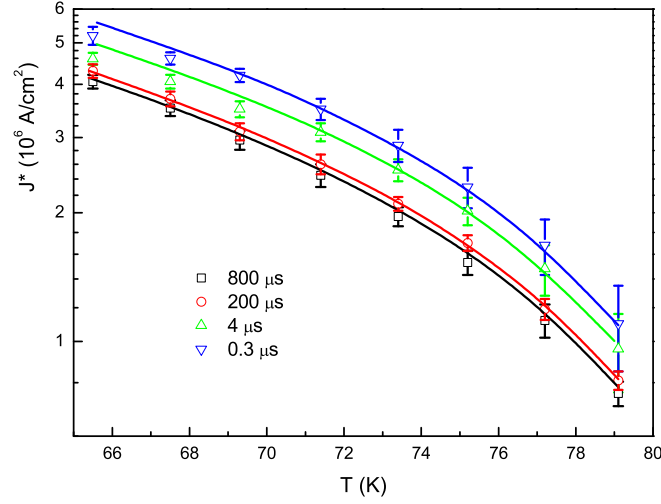


Figura 6.7: Densidad de corriente supercrítica frente a la temperatura del baño para diferentes tiempos de medida para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Hol01. Los símbolos representan los datos experimentales y las líneas continuas los resultados de la simulación. El eje vertical está en escala logarítmica para apreciar mejor los detalles correspondientes a los 800 y los $200\ \mu\text{s}$.

disminuye. Como se verá a continuación, ajustar datos en las zonas de los microsegundos dará lugar a mejores simulaciones en este rango, y a un ligero desacuerdo en el rango de las centenas de microsegundo.

En la Figura 6.7 se presenta la densidad de corriente supercrítica experimental (símbolos) y simulada (líneas continuas) para diferentes tiempos de corte. Como se observa en esta gráfica el tiempo de medida afecta de forma mensurable al salto al estado normal (existe unas diferencias de entre un 20-30 % entre las J^* medidas en el rango de los microsegundos y las medidas en el rango de las centenas de microsegundos). Esta dependencia del *quenching* con el tiempo de medida es un signo inequívoco de la existencia de efectos térmicos de autocalentamiento en el superconductor. A medida que estos efectos térmicos son menos relevantes, en nuestro caso cuando el tiempo de medida es más corto, necesitamos más densidad de corriente para poder llevar a la muestra al estado normal. Como se observa en

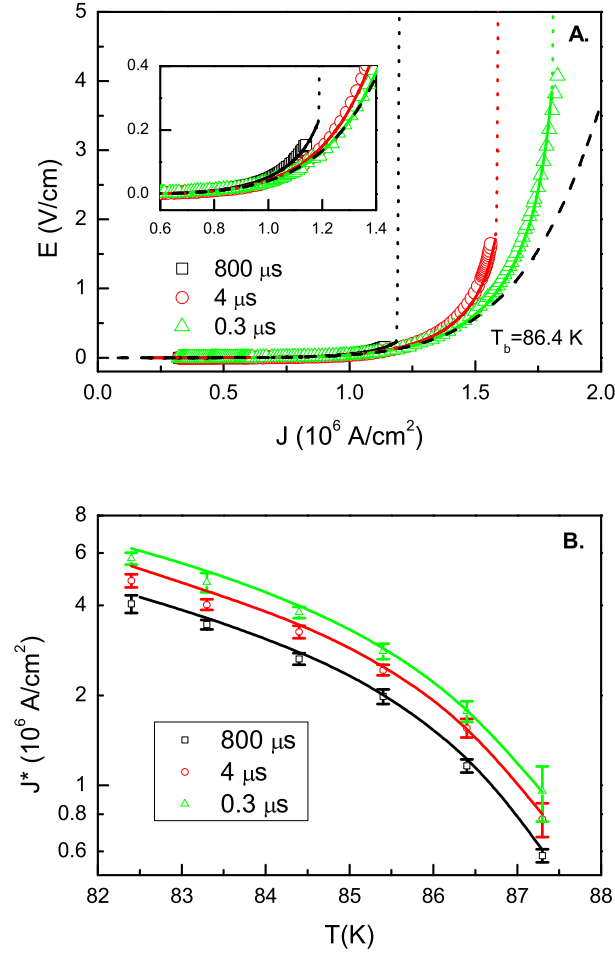


Figura 6.8: **A.** Curvas E-J para una temperatura de baño de 86.4 K medidas a diferentes tiempos para el micropuente de 70 μ m de la muestra Hol01. Los símbolos representan los datos experimentales, la curva a trazos la función *background* utilizada, y la curva continua representa el resultado de la simulación (donde el cambio de curva continua a punteada indica el punto donde se produce la inestabilidad térmica). En el inset se muestra una ampliación para apreciar mejor la curva correspondiente a los 800 μ s. **B.** Se presenta la densidad de corriente supercrítica frente a la temperatura, para diferentes tiempos de medida. Los símbolos representan los datos experimentales, y las curvas continuas los resultados de las simulaciones. El eje vertical está en escala logarítmica.

la figura el modelo de autocalentamiento reproduce la variación de la densidad de corriente supercrítica con la temperatura, para los diferentes tiempos de medida.

Esta dependencia del *quenching* con el tiempo de medida se observa también en otras muestras estudiadas en este trabajo. Por ejemplo en la Figura 6.8.A se presenta, para el micropuente de 70 μm de la muestra Al01, las curvas E-J experimentales (símbolos) y simuladas (línea continua y punteada) para diferentes tiempos de corte a una temperatura de baño de 86.4 K. En esta figura se observa como el tiempo de medida afecta visiblemente a la curva E-J, y también muestra como los cálculos de autocalentamiento reproducen de forma cualitativa los resultados experimentales. En este caso, como se observa en la figura, la simulación reproduce notablemente mejor los tiempos cortos (4 μs y 300 ns) que los tiempos largos (800 μs). Esto se debe a que, al contrario que en la muestra Hol01, la función *background* utilizada se ha obtenido ajustando a las curvas experimentales medida a 4 μs , de tal modo que la simulación reproduce mejor los tiempos más cortos, y presenta un ligero desacuerdo a tiempos más largos. En la Figura 6.8.B se presenta la densidad de corriente supercrítica experimental (símbolos) y simulada (curva continua) frente a la temperatura a diferentes tiempos de medida para el micropuente de 70 μm de ancho de la muestra Al01. Como se puede observar existen nuevamente unas diferencias de entre el 20-30 %, entre las medidas realizadas en las centenas de microsegundos y en el rango de los microsegundos. También en esta muestra el modelo térmico es capaz de reproducir los resultados experimentales tanto a diferentes temperaturas como a diferentes tiempos de pulso.

6.4. Limitaciones del modelo térmico y discusión.

Como se ha mostrado a lo largo de este capítulo, el modelo de autocalentamiento reproduce los resultados experimentales en el rango de los microsegundos con un acuerdo mejor que el 3 %, mientras que en el caso de los microsegundos el acuerdo es, en general, mejor que un 4-5 %, excepto a las temperaturas más alejadas de

T_c donde la simulación sobrestima en un 6-7 % las densidades de corriente supercrítica (temperaturas 65.5 y 67.5 en la Figura 6.5). Este comportamiento también se observa aunque de forma menos acusada para las temperaturas más alejadas de T_c en el rango de las centenas de microsegundos (nuevamente 65.5 y 67.5 K en la Figura 6.2), no obstante este desacuerdo es compatible con el error experimental.

Conviene analizar las limitaciones y aproximaciones de nuestro modelo térmico, para comprobar si pueden dar lugar a una explicación, al menos cualitativa, de estas discrepancias entre simulación y experimento para las temperaturas más alejadas de T_c .

La primera limitación a estudiar es la que proviene de la aproximación que se hace al modelizar la geometría de nuestro problema. Como se explica en la sección 5.1, el conjunto de micropuente más sustrato se modeliza utilizando una geometría 2D. La principal implicación de esta aproximación es que se reduce el comportamiento en todo el micropuente y el sustrato al comportamiento de una sección transversal del mismo. El error más grande de esta aproximación es, pues, suponer que la sección del micropuente permanece constante a lo largo de toda la su longitud. En realidad el micropuente puede variar su espesor hasta un 20 % y su anchura un 10 %.

En la Figura 6.9 se presentan las simulaciones, para dos tiempos de calentamiento simulado de 800 y 4 μs , correspondientes a dos secciones de micropuente diferentes: las curvas (continuas y punteadas) negras que se corresponden con un ancho de 50 μm y un espesor de 150 nm (es decir la correspondiente a la muestra Hol01) y las curvas rojas que se corresponden con una micropuente de 55 μm de ancho y 180 nm de espesor. Como se puede observar en dicha figura, aumentar la sección de la muestra da lugar a curvas simuladas que alcanzan el salto abrupto a densidades de corriente menores que para secciones más pequeñas. No obstante como se observa el cambio en la sección afecta por igual a los dos tiempos de calentamiento simulados: 800 y 4 μs . Así pues aunque ajustar los anchos y los espesores nos permita un grado de libertad que nos mejore el acuerdo entre simulación y experimento, no da cuenta del desacuerdo sistemático que aparece a bajas temperaturas que, como se ha explicado anteriormente, es más acusado a tiempos de medida más bajos.

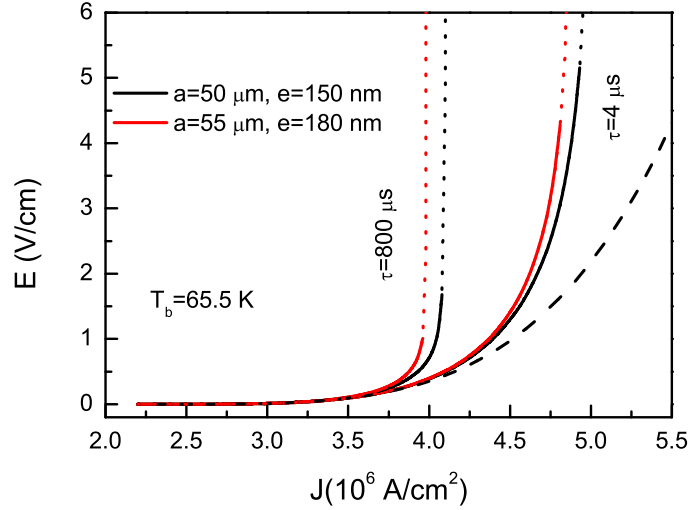


Figura 6.9: En la figura se presentan las simulaciones correspondientes a dos secciones de micropuente diferentes partiendo de la misma función *background* (curva a rayas), para dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μs . La línea continua negra se corresponde a un micropuente de 50 μm de ancho y 150 nm de espesor y la roja a una sección más grande: 55 μm de ancho y 180 nm de espesor. El cambio de línea continua a punteada indica el punto donde la simulación alcanza la inestabilidad térmica. La temperatura del baño simulada es de 65.5 K.

Otra limitación que posee nuestro modelo es la ausencia de parámetros libres. Como se explicó en la sección 5.3, todos los parámetros físicos que se usan en la simulación (calores específicos, conductividades térmicas, coeficientes térmicos de intercambio...) se han tomado de la bibliografía y se han mantenido constantes en todas las simulaciones independientemente de la temperatura del baño, del tiempo de medida y de la muestra simulada. Permitir pequeñas variaciones de estos parámetros daría lugar a simulaciones que reproduzcan de forma más fidedigna los resultados experimentales. De todos estos parámetros merece especial atención el calor específico del sustrato que, como se muestra a continuación, puede afectar de forma notable a los resultados de la simulación.

En la Figura 6.10 se presentan las simulaciones, para dos tiempos

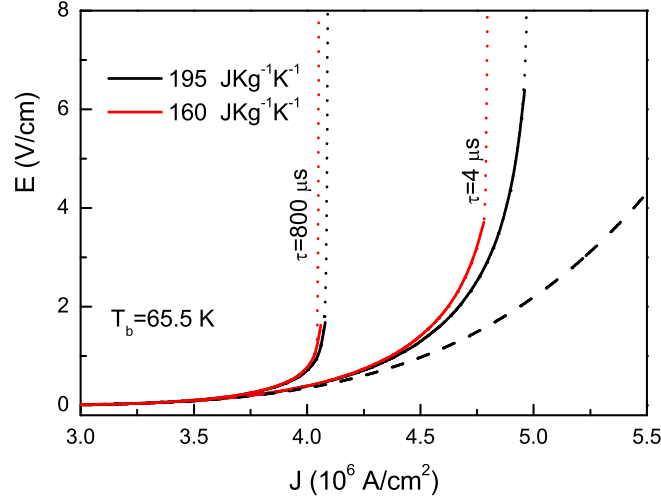


Figura 6.10: En esta figura se presentan las simulaciones para diferentes valores del calor específico, 195 (curvas continuas negras) y 160 (curvas continuas rojas) del sustrato a dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μ s. La curva a trazos representa la función *background* (que será la misma para todas las simulaciones que se presentan en la figura). El cambio de línea continua a punteada indica el punto donde la simulación alcanza el *quenching*. La temperatura del baño es de 65.5 K, el ancho del micropuente es de 50 μ m y el espesor de 150 nm.

de calentamiento simulados de 800 y 4 μ s, correspondientes a un micropuente de 50 μ m de ancho y 150 nm de espesor para dos calores específicos del sustrato diferentes: que se corresponde con las curvas continuas negras (este es el valor que se ha usado en todas las simulaciones hasta ahora mostradas) 195 J/(KgK) y 160 J/(KgK) correspondiente a las curvas continuas rojas. La curva *background* (curva a trazos) utilizada es la misma para todas las simulaciones de la figura y la temperatura del baño simulada es de 65.5 K. Como se observa en la figura, para el valor más bajo de Cp_s la curva se adelanta a la correspondiente del valor más alto, alcanzando el salto abrupto a densidades de corriente menores. En la figura también se observa que, mientras el efecto es apenas perceptible para un tiempo de medida de 800 μ s, se vuelve más significativo para tiempos de medida menores (4 μ s). Así pues, suponer una dependencia del calor específico del

sustrato con la temperatura del baño, nos permite explicar el hecho de que para tiempos de medida en torno a los microsegundos y, para las temperaturas de baño más alejadas de T_c , la simulaciones realizadas sobrestimen de forma sistemática la densidad de corriente supercrítica. Cabe destacar que en la literatura científica se encuentra que el calor específico del $SrTiO_3$ a 60 K puede llegar a ser hasta un 30 % menor que a 85-90 K [55].

Finalmente, otra de las limitaciones que presenta nuestro modelo de autocalentamiento se encuentra asociado al procedimiento de simulación: como se ha ido comentado a lo largo del capítulo, para cada muestra simulada siempre se ha utilizado la misma función *background*, independientemente de la temperatura del baño y del tiempo de calentamiento a simular. Para mejorar la calidad de la simulación a diferentes tiempos de medida sería conveniente utilizar funciones *background* propias que diesen cuenta de las peculiaridades experimentales de las curvas E-J-T en cada tiempo de medida.

En la Figura 6.11 se presentan las simulaciones, para dos tiempos de calentamiento simulados de 800 y 4 μs , para un micropuente de las mismas dimensiones que el de la muestra Hol01, utilizando dos funciones *background* diferentes: para las curvas continuas negras se utiliza un función etiquetada como Bg12may (esta es la función que se ha utilizado para las simulaciones realizadas para la muestra Hol01) y para las curvas continuas rojas se parte de una función etiquetada como Bg30jun³. Como se puede observar en la figura, pequeñas variaciones de la función *background* producen modificaciones en las curvas simuladas. En este caso se puede observar como la nueva función *background* (Bg30jun), da lugar a curvas simuladas que alcanzan el salto abrupto a densidades de corriente ligeramente menores que para el caso del *background* antiguo (Bg12may), siendo esta diferencia mayor a medida que el tiempo de calentamiento simulado disminuye. Así pues, introducir pequeños cambios en la función *background* da cuenta, además de mejorar las simulaciones localmente, del hecho de que en las simulaciones realizadas en este trabajo sobrestimen la densidad de corriente supercrítica a

³En este caso los parámetros de la función *background* son: $T_c = 82,9958$ K, $E_{01} = 20,5541$ V/cm, $J_{01} = 16,9938$ MA/cm², $n_{E0} = 2,1822$, $n_{J0} = 1,41033$ y $n = 4,30915$.

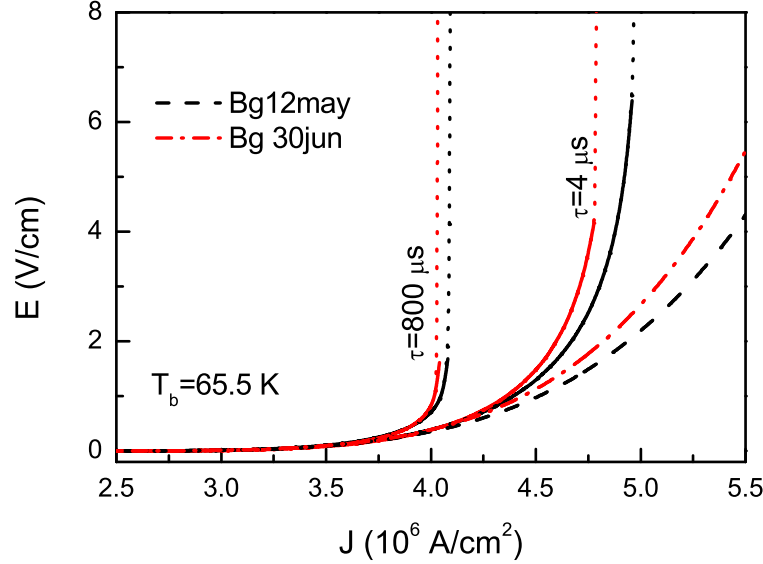


Figura 6.11: Curvas simuladas para dos funciones *background* diferentes a dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μs . La curva a rayas negra representa el *background* Bg12may, mientras la curva roja de rayas-puntos representa el Bg30jun. Las curvas negras continuas representan las simulaciones utilizando el Bg12may, mientras las rojas representan las simulaciones utilizando Bg30jun. El cambio de curva continua a punteada indica el punto en que la simulación alcanza el *quenching*. La temperatura de baño simulada es 65.5 K y el micropuente simulado es de 50 μm de ancho y 150 nm de espesor.

temperaturas alejadas de T_c , sobre todo a tiempos de medida del orden de los microsegundos.

Es pertinente, por último, realizar una pequeña reflexión de como afecta la disipación en los contactos en el balance calorífico del micropuente. Cuando trabajamos a las temperaturas más alejadas de T_c , las densidades de corriente aplicadas pueden ser lo suficientemente altas como para que la disipación en los contactos de oro empiece a ser importante y el aumento de temperatura asociado a dicha disipación pueda afectar al comportamiento térmico del micropuente. El calor generado en el contacto durante un tiempo t penetrará en el sustrato

una distancia de [37, 38]:

$$r(t) \sim 2\sqrt{Dt} \quad (6.1)$$

donde D es la conductividad térmica del sustrato que vendrá dada por $D = C_p/\kappa$. Para el $SrTiO_3$, la difusividad térmica es $D = 0,18 \text{ cm}^2/\text{s}$ por lo que para un tiempo de medida de unos $4 \mu\text{s}$ el frente de calor alcanzará unas $20 \mu\text{m}$. La distancia promedio, en nuestras muestras, entre el micropuente y los contactos de oro suele ser de más de $400 \mu\text{m}$, por lo que el calor disipado en los contactos de oro no afecta a la estabilidad térmica del micropuente en el rango de los microsegundos. En el caso de un tiempo de medida de 1 ms , el calor penetrará una distancia promedio de unas $200 \mu\text{m}$, por lo que tampoco afecta al micropuente. En el Apéndice D se pueden encontrar unos cálculos realizados mediante elementos finitos en los que se muestra como la disipación en los contactos afecta a la distribución en temperaturas del micropuente.

Capítulo 7

Resumen y Conclusiones.

En este capítulo hacemos un resumen de los principales resultados de esta tesis, dedicada al estudio de la transición abrupta al estado normal inducida por pulsos de corriente y su dependencia con la anchura temporal de dichos pulsos, en películas delgadas de cupratos superconductores. Recogemos también las principales conclusiones extraídas de dichos resultados y se plantean posibles líneas de continuación para este trabajo.

7.1. Resumen.

7.1.1. Del experimento.

Las muestras utilizadas para los experimentos de este trabajo fueron películas delgadas (de entre 100-150 nm de espesor) de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ depositadas sobre sustratos cristalinos de SrTiO_3 , sintetizadas bien mediante pulverización catódica DC, usando el sistema de *sputtering* disponible en nuestro laboratorio, o bien mediante ablación láser, usando el sistema disponible en el instituto de Nanotecnología de MESA+ de la Universidad de Twente en los Países Bajos. Sobre estas películas se imprimieron, mediante fotolitografía, diferentes patrones consistentes en micropuentes de diferentes anchuras (entre 50-150 μm) con la misma relación longitud ancho de 10/1. Las propiedades características de este tipo de muestras las hacen especialmente idóneas para los experimentos

realizados en este trabajo: la pequeña sección que poseen permite la aplicación de altas densidades de corriente, utilizando intensidades aplicadas pequeñas, y el excelente acoplamiento térmico de la película con el sustrato, mucho más masivo, ofrece una evacuación de calor muy buena. Las diferentes muestras obtenidas fueron caracterizadas mediante difracción de rayos X, que nos permite evaluar su calidad epitaxial, y mediante microscopía de fuerza atómica que nos proporciona desde información superficial de la muestra, como la rugosidad promedio, hasta una evaluación de la calidad de los procesos de litografía al poder medir el ancho y el espesor de los diferentes micropuentes. Todas las muestras fueron sometidas a una caracterización eléctrica de resistividad frente a temperatura, lo que nos permite conocer parametros físicos tan importantes como la temperatura crítica (T_c).

Para realizar las medidas de esta tesis sobre estos micropuentes se ha diseñado y puesto a punto un dispositivo de medida de curvas E-J que permite medir en dos rangos temporales bien diferenciados: milisegundos y microsegundos. Con este dispositivo se puede intercambiar una fuente programable Keithley 2400 (que genera pulsos de corriente de 1 milisegundo de duración) y una fuente de corriente AV-TECH-107-BD (que genera pulsos de intensidad constante desde un rango de las pocas centenas de nanosegundos hasta los 5 microsegundos). Un osciloscopio y una tarjeta digitalizadora de alta velocidad (DAQ), debidamente sincronizadas con los generadores de corriente, completan este dispositivo experimental. Asociado a este dispositivo de medida, se ha desarrollado un sistema de análisis de datos que permite tratarlos de forma automatizada. Combinando estas medidas ultrarrápidas con un sistema de medidas de curvas E-J a bajas densidades de corriente, desarrollado en anteriores trabajos de nuestro grupo de investigación, se han conseguido medir curvas E-J a diferentes temperaturas de baño y a diferentes tiempos de medida, desde que comienza la disipación en el micropuente, hasta que se produce el *quenching*. Para realizar estas medidas las muestras se han alojado en un criostato de flujo continuo, refrigerado con un flujo de helio líquido, cuya regulación de la temperatura se ha realizado mediante un sistema de retroalimentación PID controlado electrónicamente.

Mientras para bajas densidades de corriente las curvas E-J

obtenidas son independientes del tiempo que se aplique el pulso de corriente, a medida que se aumenta la intensidad aplicada las curvas E-J para los pulsos más largos se separan visiblemente de las correspondientes a los pulsos más cortos alcanzando el “salto” abrupto a valores de densidad de corriente supercrítica notablemente menores.

7.1.2. De la comparación entre el modelo térmico y los datos experimentales.

En este trabajo se ha mejorado el modelo térmico de autocalentamiento, presentado en trabajos anteriores de nuestro laboratorio, utilizando para las simulaciones realizadas herramientas de análisis por elementos finitos (FEM). Esto nos permite resolver numéricamente la ecuación del calor dependiente del tiempo en el sistema micropuente-sustrato, sin necesidad de suposiciones adicionales de cómo es la distribución de temperaturas en el sistema cuando se aplica una densidad de corriente constante.

Para anchuras temporales de pulso de intensidad del orden de las centenas de microsegundos, las curvas E-J simuladas reproducen de forma cualitativa las experimentales. Las densidades de corriente supercríticas simuladas presentan un acuerdo mejor que el 2% con las experimentales para todas las temperaturas de trabajo utilizadas, excepto para las más alejadas de T_c donde la simulación las sobrestima en un 3%.

Para anchuras temporales de pulsos de corriente del orden de los microsegundos, las curvas E-J simuladas reproducen, nuevamente, de forma cualitativa las experimentales, aunque esta vez el acuerdo entre las corrientes supercríticas simuladas y experimentales es de un 4-5% para todas las temperaturas de trabajo, a excepción de las más alejadas de T_c donde las corrientes supercríticas simuladas sobrestiman, esta vez en un 7-8%, las experimentales.

Nuestro modelo de autocalentamiento uniforme puede dar cuenta de estas peculiaridades sistemáticas para las temperaturas más alejadas de T_c de dos modos:

- Teniendo en cuenta que el calor específico del sustrato utilizado, en nuestro caso $SrTiO_3$ puede llegar a disminuir en un 30% en el rango de temperaturas de trabajo.

- Utilizando funciones *background* que tengan en cuenta las diferentes peculiaridades de las curvas E-J-T en los diferentes rangos anchura temporal del pulso de intensidad aplicado.

Podemos afirmar que los efectos de autocalentamiento uniforme afectan a la transición abrupta al estado normal inducida por pulsos de corriente, hasta anchuras temporales tan pequeñas como varias centenas de nanosegundos. El modelo de autocalentamiento uniforme puede reproducir los resultados experimentales sin necesidad de apelar a ningún tipo de mecanismo intrínseco de dinámica de vórtices.

7.2. Conclusiones.

Las principales conclusiones extraídas de este trabajo son las siguientes:

1. Las curvas E-J medidas en los micropuentes de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, con anchuras comprendidas entre las 50 y las 120 μm , para dos rangos temporales bien diferenciados: 1 ms y 1 μs , demuestran directamente que mientras J_c es independiente del tiempo característico (τ) del pulso de corriente de excitación, J^* aumenta al disminuir dicho tiempo.
2. Se ha analizado esas curvas E-J en términos de un modelo de autocalentamiento uniforme asociado al movimiento de vórtices (*flux flow*) convencional. Estos análisis muestran que el conjunto de las curvas E-J, así como los valores de $J^*(T, \tau)$, se pueden explicar en términos de dichos efectos térmicos sin necesidad de utilizar ningún otro mecanismo complementario. Enfatizar que en estos análisis se han utilizado, para cada muestra, la misma función *background* para las diferentes temperaturas y las diferentes duraciones del pulso. Las densidades de corriente supercríticas simuladas difieren en el peor de los casos de un 10 % de las experimentales. Este acuerdo incluso se mejora si se tiene en cuenta que el calor específico del sustrato depende de la temperatura y si se permite una cierta libertad en la elección de la función *background*.
3. El conjunto de resultados experimentales presentados en este trabajo sugiere, pues, que la transición abrupta a estados altamente disipativos inducida por altas densidades de corriente eléctrica en cupratos superconductores es debida, incluso cuando los tiempos característicos de los pulsos de corriente se encuentra en el rango de los microsegundos, a un mecanismo de autocalentamiento térmico homogéneo. Esta conclusión es relevante tanto desde el punto de vista básico como de cara a las aplicaciones tecnológicas. Desde el punto de vista básico amplía hasta en tres órdenes de magnitud (del milisegundo al microsegundo) la región temporal en la que los efectos

térmicos son los dominantes en la ruptura completa de la superconductividad por altas densidades de corriente. Desde el punto de vista tecnológico pone en evidencia la importancia de optimizar la refrigeración de los cupratos superconductores incluso en aplicaciones que puedan utilizar pulsos de corriente con tiempos característicos cortos.

7.3. Líneas de continuación.

De este trabajo surgen dos líneas de investigación muy prometedoras: una línea de carácter básico y una segunda línea de carácter más aplicado y tecnológico.

Desde el punto de vista básico, la línea de continuación sería estudiar J^* en presencia de vórtices magnéticos inducidos por un campo magnético exterior. Esto permitiría profundizar en las interrelaciones entre el movimiento de vórtices (*flux creep* y *flux flow*), los efectos térmicos y los tiempos característicos de la corriente de excitación, aspectos todavía muy abiertos. También sería de considerable interés realizar estas medidas rápidas en diferentes tipos de muestras o cambiando el tipo de sustrato por otros con diferentes conductividades térmicas, lo que modificaría dramáticamente las condiciones de refrigeración del micropuente y permitiría estudiar como el calentamiento compite con otros mecanismo de avalancha. Desde el punto de vista del modelo sería conveniente mejorar la comprensión de los detalles del salto abrupto que genera el modelo térmico buscando soluciones analíticas de las ecuaciones de calor en el sistema film-sustrato. El estudio de dichas soluciones puede dar lugar al establecimiento de criterios de estabilidad térmica que permitan saber en que condiciones se puede producir dicho salto.

La línea continuación aplicada vendría motivada por la importancia crucial que tiene conocer y optimizar J_c y J^* para alguna de las más prometedoras aplicaciones de los superconductores. Se trataría en primer lugar de extender las medidas aquí presentadas a diversos materiales superconductores con interés práctico, muy en particular hilos, cintas y multicapas. También sería interesante estudiar como repercute $J_c(\tau)$ y $J^*(\tau)$ en el funcionamiento, en particular los tiempo de respuesta, de los limitadores y microlimitadores superconductores de corriente.

Apéndice A

Análisis mediante elementos finitos del autocalentamiento térmico uniforme.

Se incluye a continuación un artículo en el que se describe un modelo de autocalentamiento uniforme inducido por *flux flow* convencional (no singular). Dicho modelo explica la transición abrupta a estados altamente disipativos inducida por pulsos de corriente eléctrica con tiempos característicos en el rango de los milisegundos.

Transition to the normal state induced by high current densities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films: A thermal runaway account

J. Maza,* G. Ferro, J. A. Veira, and F. Vidal

Laboratorio de Bajas Temperaturas y Superconductividad (LBTS), Departamento de Física da Materia Condensada, Universidade de Santiago de Compostela, E15782 Santiago de Compostela, Spain

(Received 2 June 2008; revised manuscript received 26 June 2008; published 18 September 2008)

By using a finite-element method we analyze at a quantitative level the abrupt jump to the normal state in high- T_c films observed when measuring their current-voltage characteristics at current densities, J^* , which are between two to three times their critical current density, J_c . The experimental data that this analysis focuses on are from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films, measured between 75 K and $T_c \approx 90$ K and under zero applied magnetic field. Our main starting point is the assumption that the constant-temperature curves, i.e., that would be measured at arbitrarily short measuring time, are smooth and so jumpless. When taking into account the finite measuring times, the highly nonlinear nature of the film's electrical conductivity, and the thermal properties of the substrate, simulation by the finite-element method shows that a thermal runaway takes place that explains, without free parameters, the experimental jumps to a 5% accuracy. The voltage values prior to the jump are also coherently accounted for with similar accuracy. No critical mechanism such as the vortex instability model from Larkin-Ovchinnikov or any others are needed for this quantitative agreement to our measurements, though they can become dominant under different refrigeration conditions, temperature range, or magnetic-field application.

DOI: [10.1103/PhysRevB.78.094512](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.094512)

PACS number(s): 74.25.Fy, 74.78.Bz, 02.70.Dh

I. INTRODUCTION

The electrical transport capabilities of superconducting materials are determined by their current-voltage characteristics (CVCs), in which two current densities are especially meaningful. One is the critical current density J_c at which dissipation sets in, the other being the supercritical current density J^* at which the system is triggered into a highly dissipative state (quite close to the full normal state). This latter evolution usually takes place in an abrupt way (except very near the critical temperature T_c) signaled by a voltage jump. Because of this feature J^* is also referred to as the quench current density. Many superconducting families and topologies belonging to either high- T_c or low- T_c superconductors have been shown to exhibit a voltage jump in their CVCs. Our analysis here and experimental data will focus on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) thin films. Knowledge of the underlying mechanisms provoking the abrupt jump to the normal state is of fundamental interest in that it not only deepens into the superconducting state and its stability¹⁻¹⁸ but also pertains to applications because a number of superconducting devices such as current limiters¹⁹ or microstrip lines at microwaves²⁰ operate in the “limits” of their superconductivity.

The most widely accepted interpretation for the voltage jump is the flux-flow vortex instability theory by Larkin and Ovchinnikov (LO), later extended by Bezuglii and Shklovskij (BS) to include quasiparticles heating. Indeed many experimental workers may be quoted that have analyzed the voltage jump in their current-voltage (CV) curves, especially relatively near T_c , in terms of the LO or LO+BS models.¹⁻¹³

It may be pertinent for us to recall some features of the LO theory. The finite inelastic-scattering time of quasiparticles in the superconductor leads to a decreasing number of quasiparticles within a moving vortex core and to a subse-

quent viscous damping decrease. At a critical vortex velocity the differential flux-flow resistivity becomes negative. This entails that for current-biased measurement the flux-flow state becomes unstable and the superconductor switches into a highly dissipative state through a voltage jump. Thus the switch to a highly dissipative state is a *current-driven phenomenon*; i.e., it is triggered by the current density reaching a “supercritical” value J^* . This statement also pertains to the BS model, which assumes the LO approach though extending the LO validity by accounting for the quasiparticles heating. In fact, there are more current-based explanations for the jump other than LO+BS, as the pair-breaking or depairing current limit,¹⁴⁻¹⁷ the heated electron model (at low temperatures),¹⁸ or vortex depinning at twin boundaries.²¹

An opposite view for the voltage jump is the thermal view. This is a broad issue that needs going some more deeply into it. A starting observation is that the always non-vanishing measuring time leads to temperature-increasing experimental CV curves from otherwise constant-temperature CVCs. A thermal origin for the voltage jump is realized if at a given temperature reached during the CV measuring run, the system can no longer keep its thermal balance stable and so undergoes a temperature runaway. The voltage jump would be thus *temperature driven*. Note that it is not to be understood that the superconductor should reach a high temperature and by no means the critical temperature. In fact, according to experimental data,^{10,22} if one is to explain the observed jump by thermal instability, no more than 2–3 K overtemperature (with respect to that of the bath) should suffice to trigger the thermal runaway. The thermal balance is complex and involves input power, power increase rate with temperature, measuring time (this one having a direct bearing on the overheating), thermal coupling of the film to the substrate, thermal conductivity of the substrate's material, and so on.

A central question is how current-driven and temperature-driven effects acting on the experimental CV curves can be discriminated or, if both exist, how can be separated. This question translates into other one; what are the constant-temperature CV characteristics of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ like? (Of course we are referring to the ideal, strictly constant temperature, curves not to the experimental ones.) A first possibility is that they vary smoothly with current in which case the experimental voltage jump can only arise by a thermal runaway due to the finite measuring times. In the second case, namely, current itself triggering the jump, there would be a competition of effects. From the premise that thermal effects are unavoidable, in this paper we explore the first possibility.

Thermal analysis on the CV characteristics in superconductors is of course no novelty and quite a few are available. Most of them however have been applied to the study of propagation of normal zones in the sample (usually monitored by voltage taps set along the sample)^{10,15,23–25} and to hysteresis.^{26–28} In these works no question is made on the causing mechanism of the initial normal zone or, say, the highly dissipative state, but instead the focus is on its propagation. These approaches are consistent as the samples under study are “by definition” inhomogeneous, the inhomogeneity being either created artificially or as obtained, in this latter case often associated with a large sample’s length.

Regarding the “homogeneous” thermal approaches to the quench in high- T_c superconductors, fewer are known to us. It is worth commenting on the contribution from Kiss *et al.*²⁹ They give a semiquantitative explanation of the observed quench in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films and Bi-based coils. Key concepts such as positive feedback, instability criterion based on the temperature derivative of power (not on power itself), catastrophic transition point, etc., are placed on the foreground. The main limitation is perhaps the use of a zero-dimensional heat equation for the calculation of the film’s temperature along the CV curve.

An improved thermal model was proposed, few years ago, by Viña *et al.*³⁰ that solved the temperature field in the film and its substrate altogether. This model was based on one uniform-temperature domain whose boundary expanded at the diffusion length rate with some correction for the film’s temperature. A jumping current density, J^* , was predicted that agreed with experiments to within 10%–20% but the agreement for the electric field at and before the jump was poor. In spite of the model’s crudeness, it allowed us to explain very recent measurements showing a decrease in the quench current J^* with increasing film’s width.³¹ In all, though these findings show the adequacy of a thermal runaway to explain the observed voltage jump, a convincing quantitative analysis accounting of both jump quantities J^* and E^* is still lacking, at least within the same degree as the current-driven theories.

This paper develops a finite-element method (FEM) analysis aiming at assessing whether sensible noncritical, namely, smooth, constant-temperature CV curves may show up as the singular quasidiscontinuous curves the experimentalist measures. Special attention will be given to the role of the measuring time and the sample geometry. The results from the simulation will be compared to experimental results from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films of different widths and resistivities

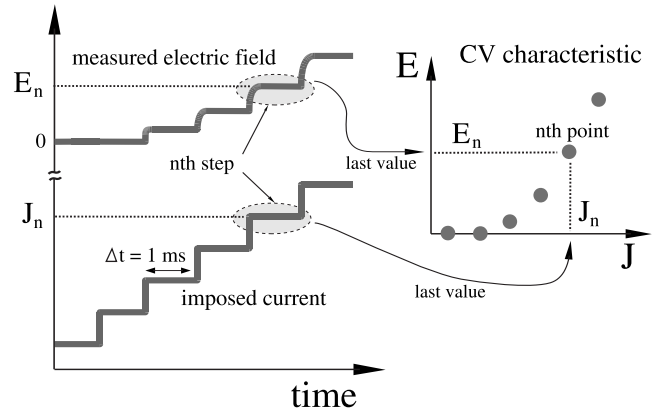


FIG. 1. Experimental building procedure of the current-voltage characteristics studied in this work. A staircase ramp of current was applied to the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridges. Each current step was applied for 1 ms. Voltage data were subsequently acquired at a rate of 10^5 samples/s resulting in a slightly rounded voltage step. 50 current steps were applied in each run with a current increase between steps from 2 to 10 mA.

using a measuring scale on the millisecond range under self field. The use of FEM is advisable because it yields accurate simulations on the physics response over complex geometries, is capable of dealing with nonlinearity, and is widely available. Moreover, with FEM analyses the role of any conceivable variable in the (here) thermal process, from the substrate’s thermal conductivity or environment exchange coefficient to the film’s width or the measuring pulse duration, can be studied.

II. EXPERIMENTAL DETAILS

The CV data utilized in this work were measured from various microbridges. As complete details about fabrication and general characteristics of the samples have been already published,^{30,31} only the minimum information will be given here. The microbridges are from epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin ($0.15\ \mu\text{m}$) films grown onto $\text{SrTiO}_3(100)$ substrates either by pulsed laser ablation or by sputtering techniques. Their widths range from 10 to $100\ \mu\text{m}$ with an aspect ratio, i.e., length to width, of about 10. No magnetic field was applied.

Since heating effects simulations must match the experimental conditions, specially the run time, a description of the experimental procedure is in order. Our CV curve measurements are current driven via stepped ramps with about 1 ms duration steps. Sample voltage was measured with a data-acquisition card, getting the full CV curve in typically 30 ms. The sample holder was exposed to a He gas atmosphere inside a temperature-regulated cryostat. As illustrated in Fig. 1, each plateau pair from the current vs time and voltage vs time curves determines a point in the CV characteristic; in fact only the last point from both plateaus were used. Needless to say that the CV curve so obtained is not a constant-temperature curve but rather a temperature-increasing CV curve. The temperature of the lower-current points corresponds closely to that of the bath. We will take advantage of this feature later on to build sensible constant-temperature curves.

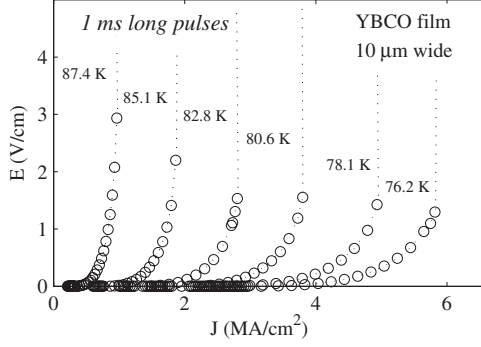


FIG. 2. Experimental data for one of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridges whose $T_c = 89.9$ K. Six bath temperatures are drawn. More series were measured but are not shown for the sake of clarity. No data points above the jump are shown because the factor of 50 discontinuities in voltage would downplay the most relevant lower data points.

Figure 2 shows some representative data sets at six temperatures of CVCs so obtained. No data points after the jump are shown since the factor of around 50 jump in the electric-field values would have minimized the data points before the jump. Notwithstanding, these high-field data may be seen elsewhere,³² and an example of the whole voltage range is depicted at the inset of Fig. 7. These data are quite similar to other data already published for high- T_c films^{2,26,30,33} at zero applied magnetic field.

III. FINITE-ELEMENT METHOD APPROACH

As already anticipated, our aim here is to assess whether the jump itself is a thermal effect and secondarily what fraction of the voltage measured along the whole CV curve of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films is due to the heating effects arising from Joule power. A straightforward procedure for this is as follows: one would undertake subtracting the overheating from the measured electric field so as to obtain the ideal or intrinsic, i.e., strictly constant temperature, CV curves. Unfortunately, this direct way is not tractable because the actual film's temperature at each current should be known but its accurate measurement is hardly feasible and only indirect and semiquantitative results are available.^{10,22} We are thus compelled to go the other way around.

The two main steps in the implementation of this reverse way are as follows. The starting point is as just said presuming the constant-temperature CVCs. For that end, the low-current experimental data points will be the “anchor” from which those CVCs will be built. Next, solve the thermal dissipation problem accounting for the experimental conditions, i.e., applying the current (in the simulations) following the experimental pace. The process requires a previous compilation from the literature of the various thermal intervening parameters. Of course the hard step is the solving of the thermal problem as it involves a nonlinear system (the electric field depends nonlinearly on current density and temperature). A description of the details goes next.

A. Obtaining the constant-temperature characteristics

We want here to build sensible constant-temperature CVCs compatible with the experimental data. This compat-

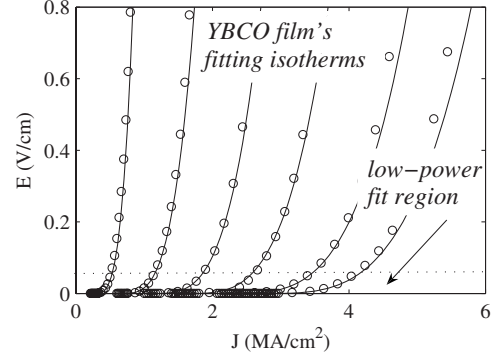


FIG. 3. Low-voltage range for the same experimental data as Fig. 2. The solid lines are the constant-temperature CVCs we will be using along this paper as the *background* CVCs (for this sample), obtained from the fit of the functional form in Eq. (1) over the indicated voltage region (below the dotted line). These isothermal CVCs are smooth all along the current range up to the normal state.

ibility translates into requiring a good accord to the low-current data points where the actual sample's temperature can well be identified with the bath's temperature. For the general structure of the constant-temperature CVCs we will use the functional form,

$$E(J, T) = E_0(T) \left[\frac{J}{J_0(T)} - 1 \right]^n, \quad (1)$$

where

$$E_0(T) = E_1 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{n_0}, \quad (2)$$

$$J_0(T) = J_1 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{n_0}, \quad (3)$$

with E_1 , J_1 , n_0 , and n taken as constant free parameters. Equation (1) applies in the case $J \geq J_0$, whereas $E(J, T) = 0$ for $J \leq J_0$.

The above functional form which may be termed critical power law has been obtained as certain limits arising in: (i) the weak pinning flux-creep context,¹⁵ (ii) the mean-field approximation in the strong pinning limit,^{34,35} and (iii) granular behavior models.³⁶ Note that we do not ascribe to the critical power law a more fundamental or central physical significance than we do to other alternative models for CVCs found in the literature. The critical power law serves us well in that: (i) it fits quite well to the low-current experimental data over the whole range of temperatures and (ii) it extrapolates smoothly to higher currents. These features are illustrated in Fig. 3 where it can be seen that the goodness of fit over the fit region is quite high at any temperature. The lower limit of the fit region is understandably the critical current J_c . The setting of the upper limit for current is a more delicate issue. Since the fit region should be the heat-free portion of the CVC, the upper current should correspond to the higher current for which, within experimental uncertainties, no temperature rise takes place. For that, the “heated version” of the constant-temperature CVCs must be first calculated (this is

in fact our main task in this paper) and then by comparison between both sets of curves the current at which departure starts off is determined. If this departure current is higher than the upper fit current the latter is increased, repeating the loop until both currents are brought to coincidence. In summary, the upper fit current is obtained by a self-consistent method. The assumed constant-temperature CVCs, of which Fig. 3 is an example, are smoothly varying in both current and temperature, and we can term them heat-free or simply isothermal CVCs.

The isothermal CVCs may be interpreted as the curves an experimentalist using very fast equipment would measure. How fast should that measurement rate be? The faster the better, but with the limit of the electronic response time. Experimental work shows that the resistive switching of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridges occurs after a delay time of 10–20 ns.^{37,38} Response times of a few nanoseconds have been also reported by studying $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films responses to subnanosecond infrared and optical pulses.^{39–41} However, no agreement seems to exist as to which response components are bolometric, i.e., electronic, or nonbolometric, i.e., thermal. Anyhow, this time threshold thus sets the ideal measurement rate; in numbers, the whole CVC curve should be measured in approximately (50 current steps) $\times (10 \text{ ns/step}) = 500 \text{ ns}$ to guarantee the minimum thermal effects, but no such experimental results are known to us. We are thus faced with the key question posed above. Assuming the ideal or constant-temperature CVCs of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridges are like those seen in Fig. 3 as solid curves, what would be like the “apparent” CVCs measured when using 1-ms-long or 1- μs -long current pulses? Would they reassemble those actually measured? Only through appropriate thermal calculations can we give an answer. Sections III B 1 and III B 3 describe the calculation systematics.

B. Finite-element method details

Our $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridges are $0.15 \mu\text{m}$ thick spanning 10–100 μm in width. Their length was varied to keep a fixed aspect ratio of 10; i.e., the microbridges’ length was systematically ten times their width. The intended purpose was to use a two-dimensional (2D) modeling thus much alleviating the numerical burden of simulations. The FEM implementation of our 2D film-substrate system involves a number of steps, the most important of which are as follows.

1. Meshing film and substrate

Though meshing is done automatically by any FEM package it is not always so when there are geometric regions with highly different sizes. In our case, the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ microbridge’s cross section is typically $10 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ and $5 \times 1 \text{ mm}^2$ for the substrate. These dimensions fix the maximum finite-element size to $0.15 \mu\text{m}$, giving about 2×10^8 elements in all. This is still a huge number even halving the system (simulation of either the right-side half or the left-side half of the film-substrate ensemble can be done without any loss of generality). The way out of this is using an inhomogeneous meshing finer at the film (a finite-element size of $0.15 \mu\text{m}$ is appropriate here) and coarser as we deepen into

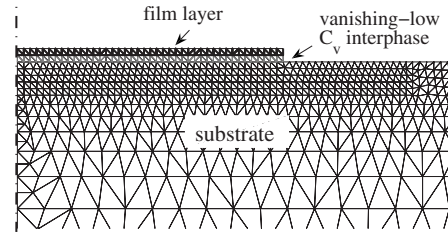


FIG. 4. Illustration of the meshing build for one of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films. Note that by taking advantage of the left-right symmetry, only the right half of the film is modeled. Because of the tiny size of the film with respect to the substrate an inhomogeneous meshing was needed to save degrees of freedom.

the substrate. This was carried out by building rectangular regions expanding from the film’s location and setting the meshing density at the boundary closer to the film finer than the density at the father side. Figure 4 is a snapshot of the meshing process illustrating the increasing finite-element size as getting farther from the film.

2. Boundary conditions and materials properties

A proper thermal parameters’ choice is important for an approach intending to provide absolute magnitudes on the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films’ CVCs without fitting parameters. As for the SrTiO_3 substrate, the values $C_p = 1 \text{ J/K cm}^{-3}$ and $\kappa_s = 0.18 \text{ W/K cm}$ will be used.⁴² For the film-substrate exchange coefficient the value $h_{fs} = 10^3 \text{ W/K cm}$ is found.^{43–45} The temperature gap at the film-substrate interface was implemented through a very thin *etherial* medium, i.e., having a vanishing low specific heat and the precise thermal conductivity to simulate the correct boundary impedance. In Fig. 4 it can be seen the low- C_v buffer layer at the bottom of the film representing the film-substrate thermal impedance.

The film exchanges heat with its surrounding coolant (nitrogen gas in our case) as well. By using general correlations for flat heaters exchanging with their coolant gas,⁴⁶ we obtain $h_{sg} = 2 \times 10^{-3} \text{ W/K cm}$. The fact that the substrate-gas interface is around 6 orders of magnitude less efficient than the film-substrate interface makes irrelevant the environment heat exchange at short enough times, as experimental work supports.¹⁷ The environment is expected to become a factor in the thermal analyses when the diffusive heat front reaches the substrate’s boundary. In the millisecond range the thermal diffusion length is around $250 \mu\text{m}$, not reaching then the substrate boundary (1 mm thickness). However, at longer measurement times, say, in the hundreds of milliseconds, thermal environment should be more determinant, as also confirmed by experimental work.⁴⁷ Anyhow, h_{sg} will be included in the simulations as it adds no special complication to the FEM machinery. As advanced above, only half of the film-substrate system will be simulated since its mirror image can be accounted for by setting no heat exchange at the cutoff section, this section being coincident with the symmetry plane.

3. Thermal load

It is the term giving account of how much heat is produced in the film. In our current transport setup heat is pro-

duced by the Joule power (volume) density $Q=EJ$. A uniform current density across the film will be assumed for $J > J_c$. An explicit support for current homogeneity comes from the work of Herrmann *et al.*,^{48,49} as they identify in high- T_c tapes a characteristic current above which additional current is distributed homogeneously across the entire superconductor's cross section. Interestingly, this cutoff current is slightly below the critical current. Direct measurements by a microarray of Hall probes laid onto Bi-based crystals show that current flows along the sample edges at relatively low temperature ($T \lesssim 50$ K) but nonuniformity becomes negligible above relatively near T_c ($T \gtrsim 80$ K).⁵⁰ Further evidence rests with more recent work on $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ strips carrying transport current.⁵¹ Here by using magneto-optical imaging it is observed that even at a low temperature of 20 K and $I/I_c=0.9$, the nonuniformity of J is only of the order of 20%. Finally, let us point to a number of works supporting the independence of critical current on bridge width.^{12,31,52,53} Without a claim for exclusivity the simplest explanation is current flowing uniformly distributed throughout the whole sample's cross section.

Under a uniform current density J the local dissipating power $Q=EJ$ can only depend on local temperature, J only changing discretely at each current switch. We are then left with a biunivocal power-temperature relationship as $Q(T)=E(J_i, T)J_i$, where J_i is the value of the pulse current applied at step i . From this a thermal load table $(T, J_i) \rightarrow Q$ can be built, which values will act as the heat sources in the film's time evolution simulation. Notice that the electric field in the heat generation rate $E(J_i, T)J_i$ is not of course the experimental field at $J=J_i$ since we do not know which temperature the sample has but the electric field at $J=J_i$ for the isothermal CVC at the calculated temperature T (this is the core of the thermal feedback).

C. Calculation systematics

With all the above ingredients the thermal numerical calculations can proceed, an illustration of which is shown by the flow diagram on Fig. 5. In words, the main steps are as follows.

(a) The YBCO film-substrate system starts off a well-defined initial state: an applied current $J_i=J_c$ (there is no dissipation below J_c) and a temperature $T_i=T_{\text{bath}}$.

(b) The sample is heated at a rate $Q(T_i, J_i)$ for a time δt much less than the pulse duration t_{pulse} . Their ratio determines the accuracy of results; we chose it as 1/40.

(c) A temperature map $T_o(x, t)$ is then provided by the finite-element method.

(d) Time is raised in δt , temperatures updated, and the thermal load $Q(T_i, J_i)$ is recalculated, with which a new iteration begins. The (injected-heat) \rightarrow (resulting-temperature-field) calculation loop continues until current time reaches the pulse duration. Only the temperature map at the end of the pulse life is recorded in order to match our experimental conditions.

(e) A new current pulse is fed to the film by raising the current density, $J_i \rightarrow J_i + \delta J$. As no delay between pulses is allowed, the initial temperature distribution (initial condi-

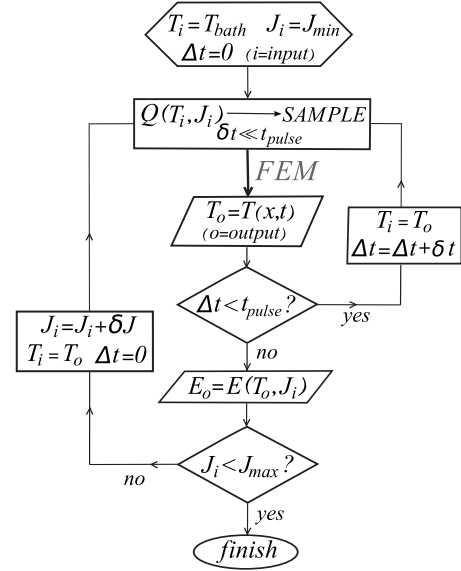


FIG. 5. Block diagram illustrating the main steps in the FEM thermal analysis of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ film.

tions) is set to the final temperature distribution of the previous current pulse.

(f) The outer loop continues until a preset maximum current J_{max} is reached. Typically 50 current steps were used to build the whole CVC. This final current was chosen to be above the experimental J^* .

The outcome for each loop is the temperature profile at the end of the current pulse, namely, the temperature at each of the finite-element nodes. It has been checked that temperature differences in the film are bounded by one- or two-tenths of kelvins, the difference being maximum between the film's center (hotter) and edges (cooler), as one would expect. We are then entitled to assign a unique temperature, namely, the average temperature, to the whole film, results on which will be presented in Sec. IV.

IV. RESULTS FROM THE FINITE-ELEMENT METHOD CALCULATIONS

In this section a systematic presentation of the main results from the FEM analysis on the thermal behavior of YBCO films will be accomplished. We will focus on those FEM predictions for which experimental counterpart exists. These measurements are basically the CVCs themselves at different temperatures and film widths.

A. Probing the jump in temperature

According to our thermal calculation route (see Fig. 5) the quantity directly obtained is the film's temperature as a function of current. Pertaining results are illustrated in Fig. 6. In this figure it is shown the temperature evolution of a YBCO film subjected to increasing current and starting from three bath's temperatures, namely, 85.1, 80.6, and 76.2 K, as labeled at the respective curves' foot. The most singular feature is the occurrence of a temperature discontinuity a few kelvins above the bath's temperature, as illustrated by the

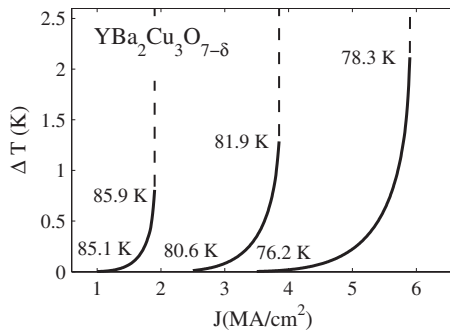


FIG. 6. FEM simulation results for the YBCO film's temperature evolution. The three curves show the film's differential temperature (relative to that of the bath) for three initial bath's temperatures as a function of current density. The important result is the appearance of a numerical instability in the film's temperature slightly above the bath's temperature. The jump in temperature in these simulations is of tens of kelvins, leading the sample to the normal state.

breakage of the solid lines in Fig. 6. Thermal-only calculations reproduce then an abrupt jump of some tens of kelvins (the above-jump temperatures, not illustrated, are within normal-state temperatures). Note also that the triggering temperature for the discontinuity is less than 3 K above the bath's temperature, in close agreement with the available data already addressed to in Sec. I.^{10,22} As film's temperature is not a measurable quantity no comparison is possible with experiments. However, corresponding simulation results for the electric field are indeed susceptible of comparison, which task is undertaken in Sec. IV B.

B. Comparison of the current-voltage thermal-only FEM simulations with experimental results

In this section we translate the results from Sec. IV A, namely, sample's temperature as a function of current density, into a form more susceptible of being tested experimentally. If we remember the isothermal curves conjectured for the film's behavior, i.e., Eq. (1), the transformation $(T, J) \rightarrow (E, J)$ is just an algebraic formality. Figure 7 shows a typical example of a FEM simulation with the experimental data points.

The results from Fig. 7 are perhaps the most important contribution from this study because it shows how smooth and so jump-free constant-temperature CVCs may manifest themselves as an abrupt CVC when the sample is subjected in the simulations to a relatively slow (1 ms) staircase current ramp that clones the one experimentally used in our measurements (on the other hand a most common measurement rate, see Sec. I).

On its way toward the thermal runaway the sample crosses successive isotherms. This is illustrated in Fig. 8 where the simulation not only shows again the excellent FEM result for the jump current but also shows how the film's temperature drifts from the bath's to the quenching temperature $T^* = 81.5$ K. The overall predictions of the FEM thermal-only simulations are condensed in Fig. 9. There the whole temperature measuring range for one of our 10 μm

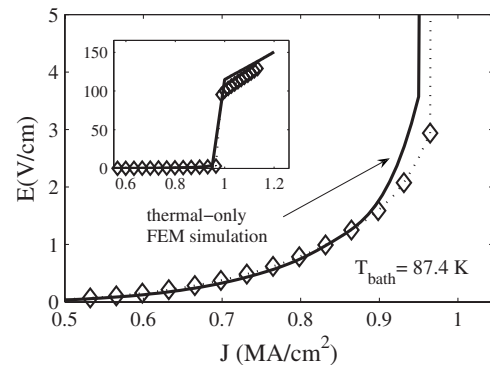


FIG. 7. Comparison between measurements of the current-voltage curves (diamond symbols) and the calculations based only on thermal effects sketched in Fig. 5 (solid lines). These data correspond to the bath temperature $T = 87.4$ K. Current is applied in the simulations by staircase ramps of 1 ms duration per step to match experimental conditions. The agreement is good, giving in particular a 1.5% deviation for J^* and around of 16% for E^* . The inset shows an overview of the same comparison, here including the landing into the normal state. Note the huge discontinuity in the electric field.

film is subjected to comparison. The agreement with the FEM results is outstanding, reinforcing the thermal origin of the voltage jump in superconducting YBCO films.

The cautious reader may wonder about the tricks of this trade. Once a set of isothermal CVCs are assumed the FEM outcome is a no-free-parameter calculation as detailed above. By this statement we meant that the (thermal) parameters values are set prior to the comparison with the data. This differs by example from what is customarily made when analyzing CVCs in terms of the LO theory, where the critical vortex velocity (or equivalently the inelastic-scattering time) is left as a free parameter.¹⁻¹³ The greater source of uncertainty is linked with the constant-temperature CVCs themselves. As graphically illustrated in Fig. 3 there is a choice to make, setting aside the functional form, as to the experimental data entering the fit. In Fig. 3 the threshold field was taken slightly below 0.1 V/cm following the criteria invoked in Sec. III A. What would have been the simulation results say for a threshold of 0.2 or 0.02 V/cm? From our experience

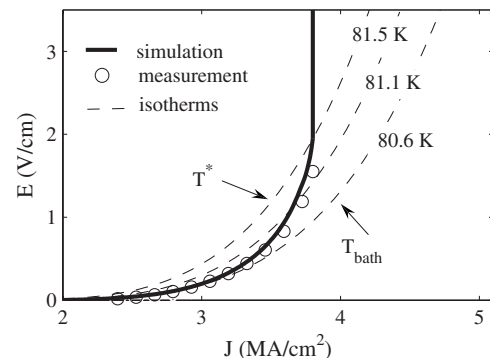


FIG. 8. Detailed view of one of the CVC of our 10- μm -wide film showing the drift in temperature as current is fed into the sample. The film crosses successive isotherms (three of them are illustrated) until thermal instability triggers the voltage jump.

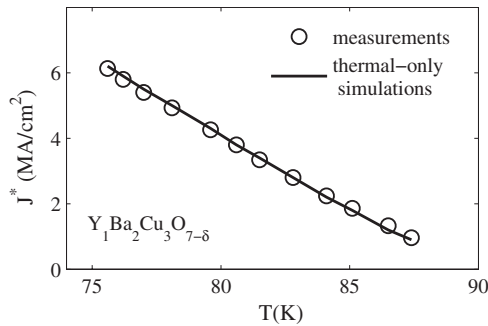


FIG. 9. Experimental data of the instability current J^* for the whole range of measuring temperatures of a 10 μm width YBCO film. The solid line is the thermal-only FEM simulations from the jump-free CVCs of Fig. 3. The calculation error is approximately equal to the data points' size.

we would state that an uncertainty of around 5% in J^* may be associated with the isothermal CVCs choice. In summary, the data point diameter is a sensible estimate for the jump current J^* calculation error in Fig. 9. However suggestive the excellent agreement may seem, in our view the main contribution of this paper is not the quantitative account of measurements but the fact that when heat production is not neglected and neither the experimental measuring pace, the observed voltage discontinuity is closely reproduced in FEM simulations. In other words, the former two factors are essential and not accidental in the proper analysis.

Though the essential achievements of the FEM-based thermal model for the voltage jump in YBCO films is summarized in Figs. 7–9, additional experimental test is possible when considering other film parameters. This is the case of film's width which is a thermal parameter. By this statement we mean that in the (typical) micrometer range no other relevant superconducting length as the coherence length or the magnetic penetration depth can get comparable values, and thus film's width should be in principle a neutral or irrelevant parameter. However from the thermal point of view widths in the 10–100 μm range are comparable with the thermal diffusion length whose value is around 200 μm at the millisecond time range. Size effects have been in fact studied quite recently.³¹ It is worth notwithstanding revisiting the issue in the light of FEM calculations.

The capabilities of the FEM method are illustrated in Fig. 10 where the CVCs of two films of quite different width are compared. The electric field has been normalized to the corresponding prior-to-jump experimental value E^* because of their big difference: 0.052 V/cm for the 100 μm film and 2.61 V/cm for the 10 μm film. Except for their width these two films are closely similar in their intrinsic properties such as thickness or normal resistivity, whereby in the absence of thermal effects they should exhibit the same J^* .

It may be enlightening to briefly argue why, as data points show, wider films are more thermally unstable than the narrower ones. The simple idea is that the narrow films are more *edgy* than wider films and so have more substrate volume available to get thermally balanced. For our quasi-one-dimensional films, i.e., $w(\text{width}) \gg d(\text{thickness})$ the characteristic length is played by the thickness d . Because of that

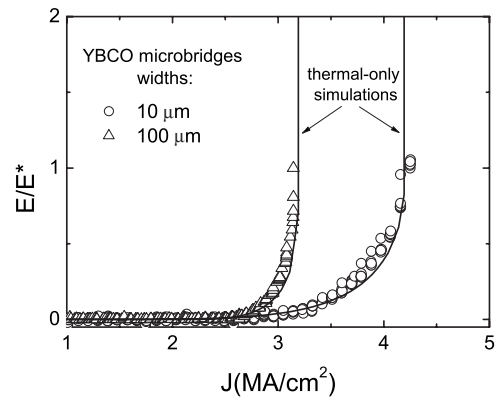


FIG. 10. Comparison of the voltage jump for two YBCO films of quite different width but otherwise the same normal-state resistivity. Their critical temperatures are 88.15 K (100 μm film) and 87.20 K (10 μm film). The distinct jump current is accounted for by the same thermal-only FEM simulation. The common bath temperature is 78.1 K.

one could expect that the edge region would extend a distance d from the edge itself. In other words the edge or say the outer points of a film are $2d$ in width, whereas the inner points are $w - 2d$. The ratio (outer points)/(inner points) $\approx 2d/w$ clearly favors the narrow films as thermal stability is concerned.

Note finally the excellent agreement FEM thermal-only calculation achieves for the observed behavior (see Fig. 10). Additional simulations show that the width bearing on thermal stability greatly drops at bigger widths ($w \gtrsim 100 \mu\text{m}$). This is not only confirmed experimentally³¹ but it is also understandable from the above discussion: the edge region loses relevance since all points tend to be inner points as width grows.

V. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The FEM-based results presented above for YBCO films show that (isothermal) conventional flux-creep, i.e., smooth, CVC are quantitatively compatible with the abrupt quasi discontinuous CVCs experimentalists measure. Considering that only the inevitable heating effects have been computed to obtain the actual electric field, one is forced to recognize that the observed transition to a highly dissipative state in YBCO films is thermal in origin. In other words, the system abruptly switches into the normal state because of a thermal instability caused by the heat fueled by the electric current density. It is the actual temperature and thermal power that determines the voltage instability not current itself. Note that by construction our system obeys jump-free isotherms; i.e., there is no electrical current able to provoke by itself an electric-field discontinuity at any constant temperature.

A first delicate-to-deal-with conclusion is that in order to explain the voltage jump in Y-based superconductors under our experimental conditions, no contribution from vortex instabilities such as the Larkin and Ovchinnikov (LO) theory or other current-driven explanations (see Sec. I) was needed. This means that under certain circumstances the *natural*

heating effects take the lead and avoid those current-driven mechanisms to emerge. It is thus important to remember which are those experimental conditions.

Our measurements are restricted to temperatures relatively near T_c whereby any phenomenology pertaining to $T \ll T_c$ is in principle excluded. Besides, no magnetic field was applied. In the eventual competition of both mechanisms magnetic field is perhaps a key factor. On one side, the influence of any model relying on vortex instabilities (LO) should by force be enhanced by a magnetic field as it is a vortex generator. On the other side, we have found difficulties in fitting unpublished experimental results on YBCO films under magnetic field to a purely thermal model (assuming as in here uniform currents).

Refrigeration conditions should be another key factor in the relevance of thermal instability. For instance, our samples are grown onto SrTiO₃ substrates, but MgO substrates, having a thermal conductivity about ten times larger, are used quite as often. One could also have easily films half as thick as ours or have a factor of 2 better heat transfer coefficient to the substrate. Still within standard specifications one could end up with 40 times more effective cooling. It is quite straightforward to perform a FEM analysis under these quite different thermal conditions. Referring to the results in Fig. 9 we have found that J^* could rise in around 50%. In other words, the thermal instability would be considerably delayed in current but will not be inhibited by the better refrigeration conditions.

A way out of this competition between intrinsic and non-intrinsic causes for the voltage jump can come from experi-

ments using increasingly short measuring times. Thermal effects should certainly be minimized at shorter measuring times, which opens the possibility of viewing other underlying effects. Some experimental data at low magnetic field are available³³ that show a smearing out of the voltage jump when shortening from 100 ms to 50 μ s the current pulse duration, suggesting that there is nothing beyond thermal effects. However further experimental work will be welcome to elucidate this important issue.

Our results do not close down the issue of thermal stability on these complex systems. FEM, or more generally numerical, calculations do not give any clue as to why does the voltage jump occur. In this regard questions as to under what temperature and dissipated power does thermal runaway get triggered or what is the influence of thermal history on thermal instability need methods beyond numerical ones. We think that only analytical work can lead to understand thermal behavior by predicting the stability and instability *regions* of high- T_c superconductors so as to tailor their behavior to practical purposes as it could be the case of film-based current limiters. This theoretical path is presently being undertaken.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported under Projects No. 2006/XA049 and No. 07TMT007304PR (XUGA-FEDER) and by Project No. FIS2007-63709 (MEC-FEDER). G.F. acknowledges financial support from Spanish Ministerio de Educación y Ciencia through a FPI grant.

*fmmaza@usc.es

¹W. Klein, R. Huebener, S. Gauss, and J. Parisi, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413 (1985).

²Z. L. Xiao and P. Ziemann, *Phys. Rev. B* **53**, 15265 (1996).

³Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and P. Ziemann, *Phys. Rev. B* **58**, 11185 (1998).

⁴Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, T. Kluge, P. Haibach, H. Adrian, and E. Y. Andrei, *Phys. Rev. B* **59**, 1481 (1999).

⁵S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gerdemann, A. Kühle, S. Anders, T. G. Trauble, and J. C. Villégier, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1691 (1994).

⁶S. Doettinger, R. Huebener, S. Kittelberger, and C. Tsuei, *Europhys. Lett.* **33**, 641 (1996).

⁷F. Lefloch, C. Hoffmann, and O. Demolliens, *Physica C* **319**, 258 (1999).

⁸F. Kamm, A. Pettl, and P. Ziemann, *Physica B (Amsterdam)* **284-288**, 561 (2000).

⁹M. Pauly, R. Ballou, G. Fillion, and J. C. Villégier, *Physica B (Amsterdam)* **284-288**, 721 (2000).

¹⁰M. Decroux, L. Antognazza, N. Musolino, E. de Chambrier, S. Reymond, J. Triscone, F. Fisher, W. Paul, and M. Chen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 2046 (2001).

¹¹D. Babic, J. Bentner, C. Sürgers, and C. Strunk, *Phys. Rev. B* **69**, 092510 (2004).

¹²M. N. Kunchur, B. I. Ivlev, D. K. Christen, and J. M. Phillips,

Phys. Rev. Lett. **84**, 5204 (2000).

¹³C. Peroz and C. Villard, *Phys. Rev. B* **72**, 014515 (2005).

¹⁴S. Reymond, L. Antognazza, M. Decroux, E. Koller, P. Reinert, and O. Fischer, *Phys. Rev. B* **66**, 014522 (2002).

¹⁵L. Antognazza, M. Decroux, S. Reymond, E. de Chambrier, J. Triscone, W. Paul, M. Chen, and F. Fisher, *Physica C* **372-376**, 1684 (2002).

¹⁶M. N. Kunchur, C. Wu, D. H. Arcos, B. I. Ivlev, E. M. Choi, K. H. P. Kim, W. N. Kang, and S. I. Lee, *Phys. Rev. B* **68**, 100503(R) (2003).

¹⁷J. E. McCrone, J. L. Tallon, J. R. Cooper, A. C. MacLaughlin, J. P. Attfield, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B* **68**, 064514 (2003).

¹⁸M. N. Kunchur, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137005 (2002).

¹⁹M. Noe and M. Steurer, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, R15 (2007).

²⁰I. Kolmakov, E. Vernoslova, K. Titkov, and M. Sitnikova, *Physica C* **372-376**, 562 (2002).

²¹P. Bernstein, J. Hamet, M. González, and M. Ruibal, *Physica C* **455**, 1 (2007).

²²L. Antognazza, M. Decroux, N. Musolino, J.-M. Triscone, P. Reinert, E. Koller, S. Reymond, M. Chen, W. Paul, and O. Fischer, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 1543 (1999).

²³A. Lehner, A. Heinrich, K. Numssen, and H. Kinder, *Physica C* **372-376**, 1619 (2002).

²⁴G. D. Poulin, J. Lachapelle, S. H. Moffat, F. A. Hegmann, and J.

- S. Preston, Appl. Phys. Lett. **66**, 2576 (1995).
- ²⁵V. Meerovich, V. Sokolovsky, M. Gladstein, and S. Shtutina, Physica C **366**, 291 (2002).
- ²⁶T. Peterson, I. Maartense, and R. R. Biggers, IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 1436 (1995).
- ²⁷M. Tinkham, J. U. Free, C. N. Lau, and N. Markovic, Phys. Rev. B **68**, 134515 (2003).
- ²⁸W. Skocpol, M. Beasley, and M. Tinkham, J. Appl. Phys. **45**, 4054 (1974).
- ²⁹T. Kiss, M. Inoue, K. Hasegawa, K. Ogata, V. Vyotky, Y. Ilyin, M. Takeo, H. Okamoto, and F. Irie, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 1073 (1999).
- ³⁰J. Viña, M. T. González, M. Ruibal, S. R. Currás, J. A. Veira, J. Maza, and F. Vidal, Phys. Rev. B **68**, 224506 (2003).
- ³¹M. Ruibal, G. Ferro, M. R. Osorio, J. Maza, J. A. Veira, and F. Vidal, Phys. Rev. B **75**, 012504 (2007).
- ³²J. Viña, Ph.D. thesis, Universidade de Santiago de Compostela, 2003; arXiv:cond-mat/0305712v2 (unpublished).
- ³³G. Jakob, P. V. de Haan, M. Wagner, Z. Xiao, and H. Adrian, Physica B (Amsterdam) **284-288**, 897 (2000).
- ³⁴V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, Phys. Rev. B **50**, 13724 (1994).
- ³⁵D. S. Fisher, Phys. Rev. B **31**, 1396 (1985).
- ³⁶M. Prester, Supercond. Sci. Technol. **11**, 333 (1998).
- ³⁷K. Harrabi, N. Cheene, F. Chibane, F. Boyer, P. Delord, F.-R. Ladan, and J. Maneval, Supercond. Sci. Technol. **13**, 1222 (2000).
- ³⁸G. Sabouret, C. Williams, and R. Sobolewski, Phys. Rev. B **66**, 132501 (2002).
- ³⁹W. Donaldson, A. Kadin, P. Ballentine, and R. Sobolewski, Appl. Phys. Lett. **54**, 2470 (1989).
- ⁴⁰A. Frenkel, M. Saifi, T. Venkatesan, P. England, X. Wu, and A. Inam, J. Appl. Phys. **67**, 3054 (1990).
- ⁴¹G. L. Carr, M. Quijada, D. B. Tanner, C. J. Hirschmugl, G. P. Williams, S. Etemad, B. Dutta, F. DeRosa, A. Inam, and T. Venkatesan, Appl. Phys. Lett. **57**, 2725 (1990).
- ⁴²*Thermophysical Properties of Matter*, edited by Y. Touloukian (Plenum, New York, 1970), Vols. 2 and 5.
- ⁴³M. Nahum, S. Verghese, P. Richards, and K. Char, Appl. Phys. Lett. **59**, 2034 (1991).
- ⁴⁴C. Marshall, A. Tokmakoff, I. Fishman, C. Eom, J. M. Phillips, and M. Fayer, J. Appl. Phys. **73**, 850 (1993).
- ⁴⁵B. Li, L. Pottier, J. Roger, and D. Fournier, Thin Solid Films **352**, 91 (1999).
- ⁴⁶A. Bejan and A. D. Kraus, *Heat Transfer Handbook* (Wiley, New York, 2003).
- ⁴⁷C. Villard, C. Perez, B. Guinard, and P. Tixador, IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 11 (2005).
- ⁴⁸J. Herrmann, N. Savvides, K. Müller, R. Zhao, G. McCaughey, F. Dermann, and M. Apperley, Physica C **305**, 114 (1998).
- ⁴⁹J. Herrmann, N. Savvides, and K. Müller, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 1824 (1999).
- ⁵⁰D. T. Fuchs, E. Zeldov, M. Rappaport, T. Tamegai, S. Ooi, and H. Shtrikman, Nature (London) **391**, 373 (1998).
- ⁵¹A. Bobyl, D. Shantsev, Y. Galperin, T. Johansen, M. Baziljevich, and S. Karmanenko, Supercond. Sci. Technol. **15**, 82 (2002).
- ⁵²R. Hahn, G. Fotheringham, and J. Klockau, IEEE Trans. Appl. Supercond. **5**, 1440 (1995).
- ⁵³R. B. Dinner, K. A. Moler, D. M. Feldmann, and M. R. Beasley, Phys. Rev. B **75**, 144503 (2007).

Apéndice B

Cambios en banco de deposición PLASSYSTM.

Uno de los dispositivos que se ha utilizado para la síntesis de películas es el banco comercial Plassys MP40, que S.R. Currás había adaptado para trabajar en altas presiones [35]. Este banco comercial estaba totalmente automatizado, de tal modo que todo el proceso de deposición se realizaba a través de un software de control que también era comercial y que venía instalado en el ordenador del banco de deposición. Tanto el hardware del ordenador, como el software que venía instalado, en el banco era antiguo de tal modo que cuando el disco duro del ordenador se estropeó, todo el sistema deposición quedó totalmente inservible, al no ser capaces de encontrar un sustituto de dicho disco (así como del propio software de control).

Con el fin de recuperar la funcionalidad del banco, se procedió a desmantelar todo el sistema electrónico de control y a realizar una serie de cambios que permitiesen la modularización de los diferentes dispositivos que conformaban dicho banco. En este apéndice se describen los cambios que se realizaron sobre el banco de deposición dividiendo dicha descripción de la siguiente forma:

- Sistema de medida de presiones.
- Sistema de alimentación y regulación del calentador.
- Sistema de electroválvulas que controlan el vacío de la cámara y la entrada de gases.

- Sistema de bombeo.
- Sistema eléctrico.

B.1. Sistema de medida de presiones.

En el banco comercial los diferentes manómetros que monitorizaban la presión en las distintas partes de la cámara de deposición estaban conectados al ordenador de control. Para independizar el sistema de medidas de presiones, los manómetros del banco se monitorizan mediante una unidad lectora de presiones MaxiGauge 256 A de la marca *Pfeifer Vacuum*. Esta unidad (cuya foto se muestra en la fotografía (a) de la Figura B.1) permite la conexión simultánea de hasta seis manómetros, y puede trabajar con diferentes tipos de medidores de presión. Además posee un puerto serie rs-232 que permite conectarlo a un ordenador. Conectados a esta unidad se encuentran los siguientes manómetros:

1. Un Pirani TPR 280 de la marca *Pfeifer Vacuum* que mide la presión a la que está la criobomba (fotografía (b.) de la Figura B.1). Está conectado al primer puerto del MaxiGauge 256 A.
2. Un manómetro de cátodo frío IKR 250 (fotografía (c.) de la Figura B.1) de la marca *Pfeifer Vacuum*, que se encarga de medir la presión en la cámara en el rango de alto vacío ($\sim 10^5 - 10^{-6}$ Torr). Se conecta al segundo puerto del MaxiGauge 256 A.
3. Un Pirani TPR 280 (fotografía (a.) de la Figura B.2) de la marca *Pfeifer Vacuum* que monitoriza la presión de la cámara en el rango de bajo vacío ($\geq 10^{-2}$ Torr). Se conecta al tercer puerto del MaxiGauge 256 A.

Finalmente un último manómetro Baratron 626 de la marca *MKS Instruments* se utiliza para monitorizar la presión en la cámara durante el proceso de deposición. Este manómetro posee una unidad lectora propia PDR-D-2 de la marca *MKS Instruments*. Tanto el manómetro como la unidad lectora se pueden ver en las fotografías (b) y (c) de la Figura B.2.

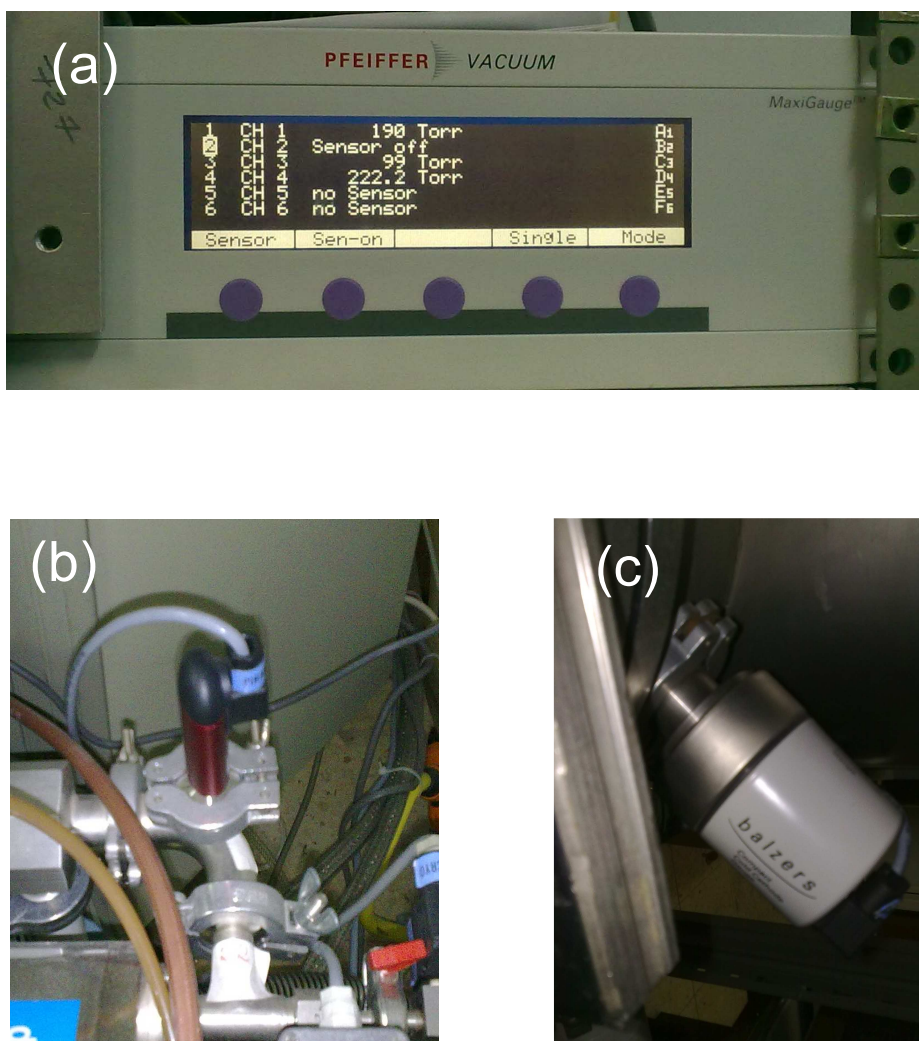


Figura B.1: Fotografías de los diferentes componentes del sistema de medidas de presión. (a) Unidad de lectura de presiones MaxiGauge 256 A. (b) Piranni TPR 280. (c) Manómetro de cátodo frío IKR 250.

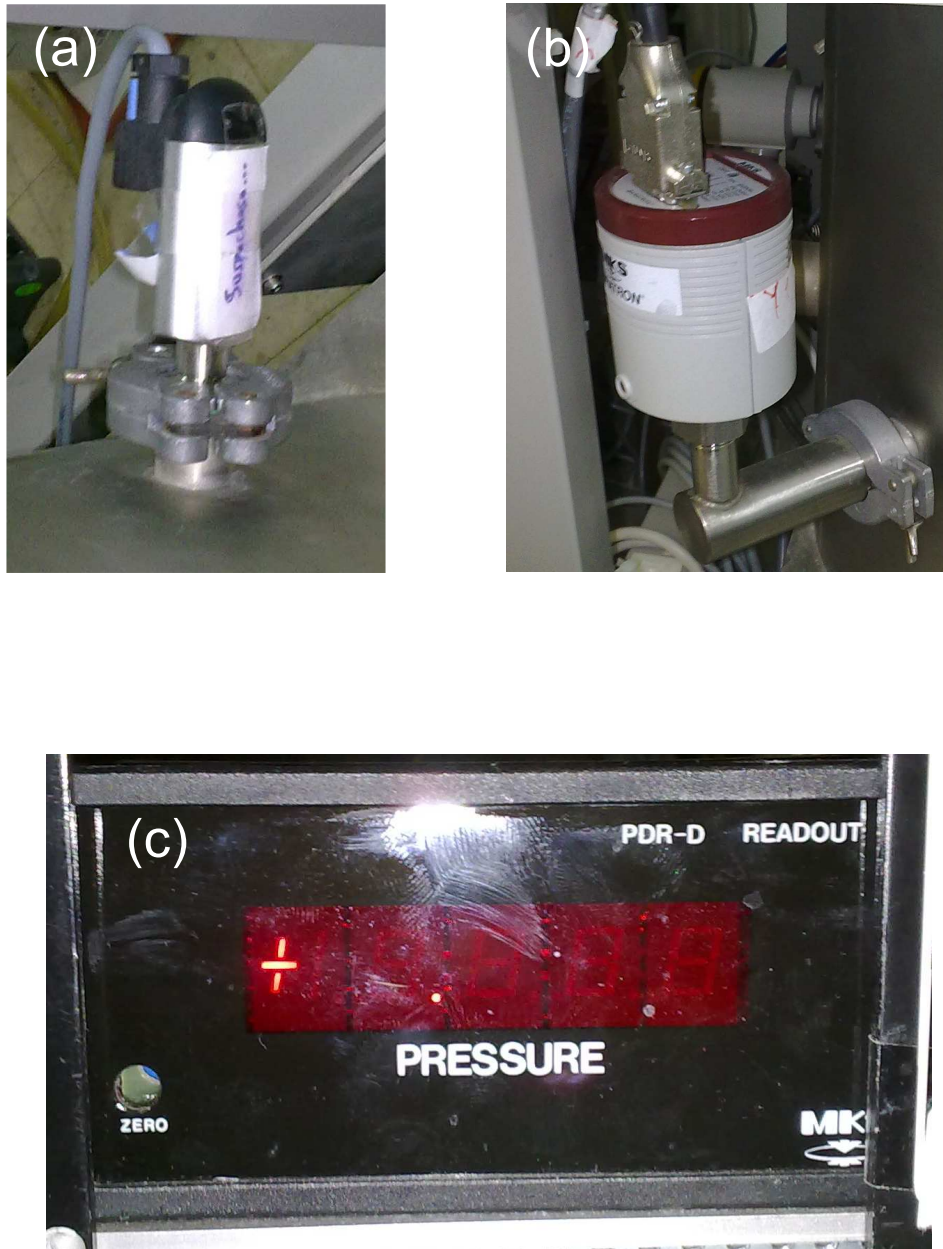


Figura B.2: Fotografías de los diferentes componentes del sistema de medidas de presión. (a) Piranni TPR 280. (b) Manómetro Baratron 626. (c) Unidad lectora del baratron PDR-D-2.

B.2. Sistema de regulación de Temperatura.

Uno de los parámetros básicos en la deposición por pulverización catódica es la temperatura a la que se encuentra el sustrato. Para poder calentar el sustrato hasta la temperatura de deposición (~ 830 °C) se pega a un calentador fabricado *ad hoc* en nuestro laboratorio. El calentador consta básicamente de un cable enrollado de forma helicoidal por la que circula la corriente que lo calienta y un termopar que permite medir constantemente la temperatura del calentador. En la Figura B.3 se muestra un esquema del circuito eléctrico del sistema de regulación de temperatura del calentador. Los elementos fundamentales son un controlador de temperatura 2408 y un controlador de potencia monofásico 7100A, ambos dispositivos de la marca *Eurotherm*. Como se observa en la figura el controlador de temperatura está conectado al termopar monitorizando constantemente la temperatura del calentador de tal modo que, en función de la temperatura que se quiere alcanzar y, utilizando un algoritmo de retroalimentación PID, suministra un voltaje determinado al controlador de potencia monofásico en función del cual el dispositivo regula la intensidad que circula por el calentador. El circuito se completa con un transformador que se conecta a la entrada del 7100 A y que transforma los 220 V de la red en 70 V, un fusible térmico de 6 A que protege el circuito del calentador de un sobrecalentamiento y un amperímetro que permite monitorizar la intensidad que circula por el calentador en todo momento. En la Figura B.4 se muestra unas fotografías de parte del sistema de regulación de temperatura. En la fotografía (a) se muestra el controlador de potencia monofásico, el transformador y el fusible térmico, y en la fotografía (b) se muestra el controlador de temperatura 2408.

B.3. Sistema de electroválvulas.

En el banco de deposición la entrada del vacío y de los diferentes gases utilizados se regulaba mediante un conjunto de electroválvulas, controladas por el ordenador del banco, que mediante aire comprimido

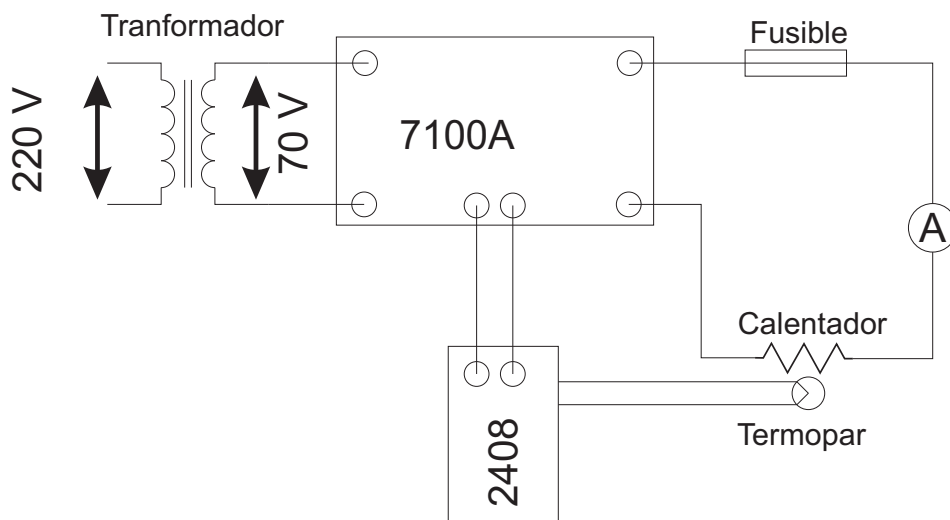


Figura B.3: Esquema del circuito eléctrico del sistema de regulación de temperaturas.

abría o cerraban el acceso a la cámara o a la criobomba. Para volver a ponerlas en funcionamiento, se ha utilizado una tarjeta de relés APCI-2200-16-8. Esta tarjeta se conecta por puerto PCI al ordenador de control del banco, y consta de dos módulos bien diferenciados (ver Figura B.5): un módulo de conexión para 16 relés de salida y un segundo módulo para una entrada de hasta 8 señales digitales. El sistema de funcionamiento de estas electroválvulas es sencillo, se alimentan con voltaje alterno de 24 V y en serie con la válvula se conecta un relé de la tarjeta APCI-2200-16-8 que al abrirse o cerrarse abre y cierra el circuito de la electroválvula activándola o desactivándola. La tarjeta es controlada mediante un programa que suministra el fabricante escrito en *Labview*.

Las electroválvulas del banco son las siguientes:

- Bombeo de la criobomba. Permite bombear la criobomba durante los procesos de purga (Figura B.6.a).
- Purga de la criobomba. Permite la entrada de nitrógeno para realizar los procesos de purga de la criobomba (Figura B.6.b).
- Bombeo cámara. Permite el bombeo sobre la cámara de



Figura B.4: Fotografías del sistema de regulación de temperatura.

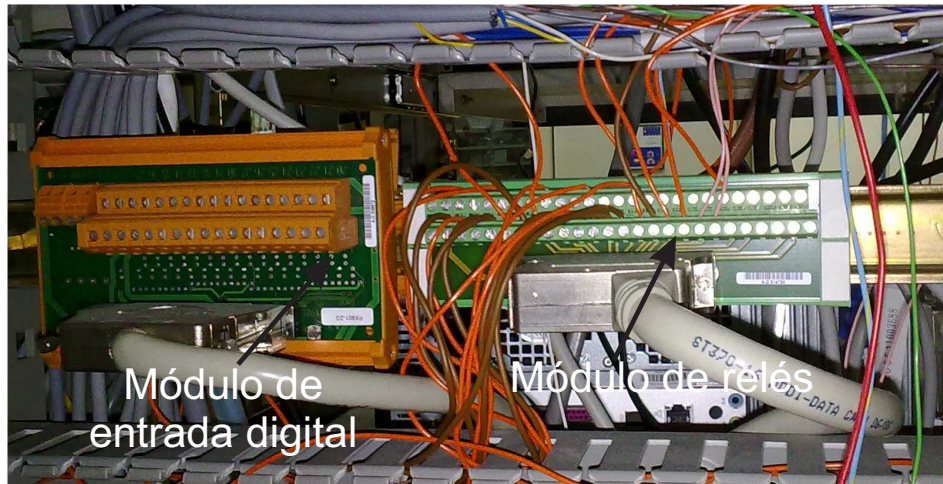


Figura B.5: Fotografía de los dos módulos de la tarjeta APCI-2200-16-8. El de la izquierda es el módulo de conexión de las entradas digitales y el de la derecha el módulo de conexión de la tarjeta de relés.

deposición (Figura B.6.c).

- Purga cámara. Permite la entrada de nitrógeno para poder llevar la cámara a presión atmosférica (Figura B.6.d).
- Válvula de guillotina. Dos electroválvulas se encargan de abrir la válvula de guillotina que comunica la criobomba con la cámara de deposición (Figura B.6.e).
- Entradas de oxígeno. 3 electroválvulas regulan la entrada de oxígeno en la cámara (Figura B.6.f).

La entrada de oxígeno en la cámara está regulada, además de por las tres electroválvulas de la Figura B.6.f), por 2 controladores-medidores de caudal Tylan 2900 series (Figura B.7). Mientras las electroválvulas descritas en esta sección solo tienen dos posiciones: abierto o cerrado, los controladores Tylan 2900 series permiten regular el flujo de oxígeno de forma continua. En este caso lo que se ha hecho es simplemente hacerlo funcionar como una válvula todo o nada. Para ello el controlador se alimentará con 5 Voltios de corriente continua (que se correspondería con la abertura máxima del controlador), y en

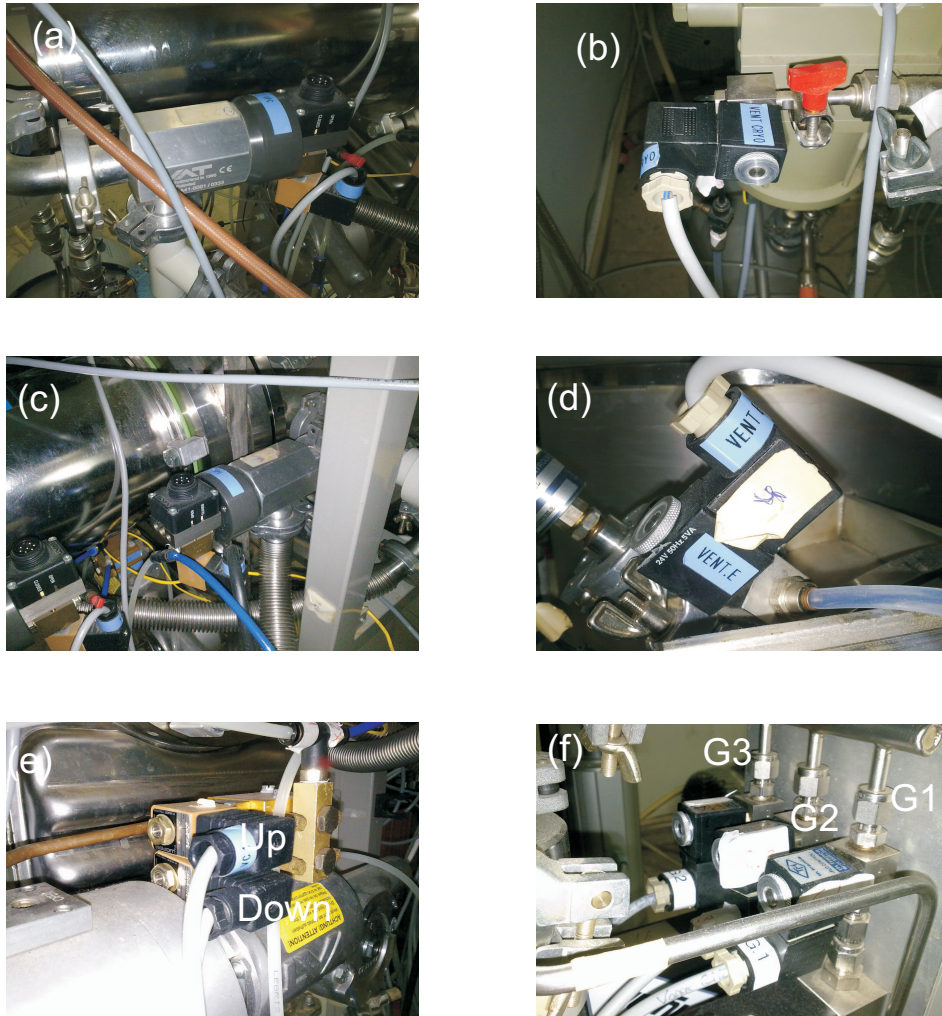


Figura B.6: Fotografías de las diferentes electroválvulas del banco.

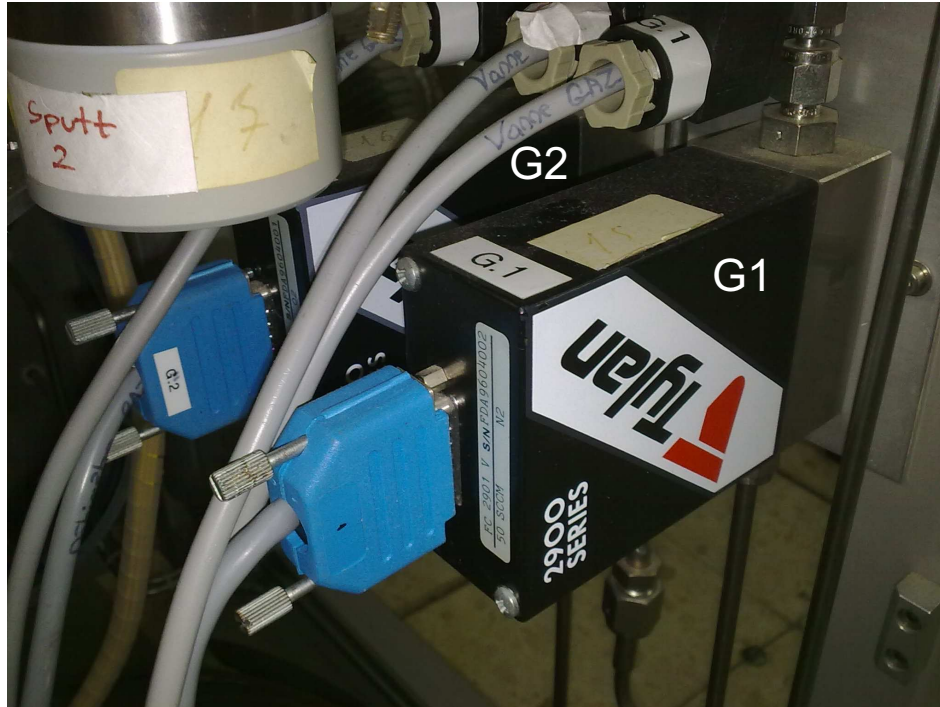


Figura B.7: Medidores-controladores de flujo Tylan 2900 Series.

serie se conecta a un relé de la tarjeta APCI-2200-16-8 de tal modo que cuando este se cierra el controlador se abrirá totalmente permitiendo el máximo flujo posible.

B.4. Sistema de bombeo.

El sistema de bombeo del banco está compuesto por dos bombas:

1. Una bomba seca XDS Dry Pump de la marca *Edwards* que se encarga de los procesos de purga de la criobomba, del vacío primaria de la cámara y del bombeo durante el proceso de deposición
2. Una criobomba CRYO-TORR (Figura B.8.a) de la marca *CTI-Cryogenics* que se encarga de realizar alto vacío en la cámara



Figura B.8: (a) Criobomba. (b) Compresor de Helio.

(10^{-6} Torr). La criobomba se conecta a la cámara a través de una válvula de guillotina.

La criobomba se enfría mediante un compresor de helio 8200 (Figura B.8.b) de la marca *CTI-Cryogenics*. El encendido del compresor se realiza a través de un interruptor electromecánico (Figura B.9.a) cuyo circuito esquema eléctrico se muestra en la Figura B.9.c. Como se observa en la figura el interruptor electromecánico se alimenta con un circuito formado por una fuente de corriente alterna de 24 V, en serie con un relé de la tarjeta APCI-2200-16-8. Cuando el relé se cierra entonces los 24 voltios llegan al interruptor electromecánico y éste permite el paso de la corriente de la red al compresor.

Para el encendido de la bomba seca se utiliza un interruptor electromecánico (Figura B.9.b) que funciona del mismo modo que el interruptor del encendido del compresor de helio.

B.5. Sistema Eléctrico.

El sistema eléctrico del banco se cambió del siguiente modo: la alimentación del banco abastece a 10 interruptores automáticos conectados en paralelo que alimentarán las diferentes partes del sistema, como se observa en la fotografía de la Figura B.10. Las partes alimentadas son las siguientes:

1. PPT. Alimenta un enchufe situado en la parte trasera del banco, al que se conecta la bomba seca.
2. CRYO. Suministra la corriente al compresor de helio de la criobomba.
3. 220 V. Alimenta un enchufe situado en la parte trasera del banco de propósito general.
4. $\uparrow\downarrow$. Alimenta el motor elevador de la tapa de la cámara.
5. PC. Alimenta el ordenador de control y el monitor.
6. Eurotherm. Alimenta el controlador de temperatura 2408.

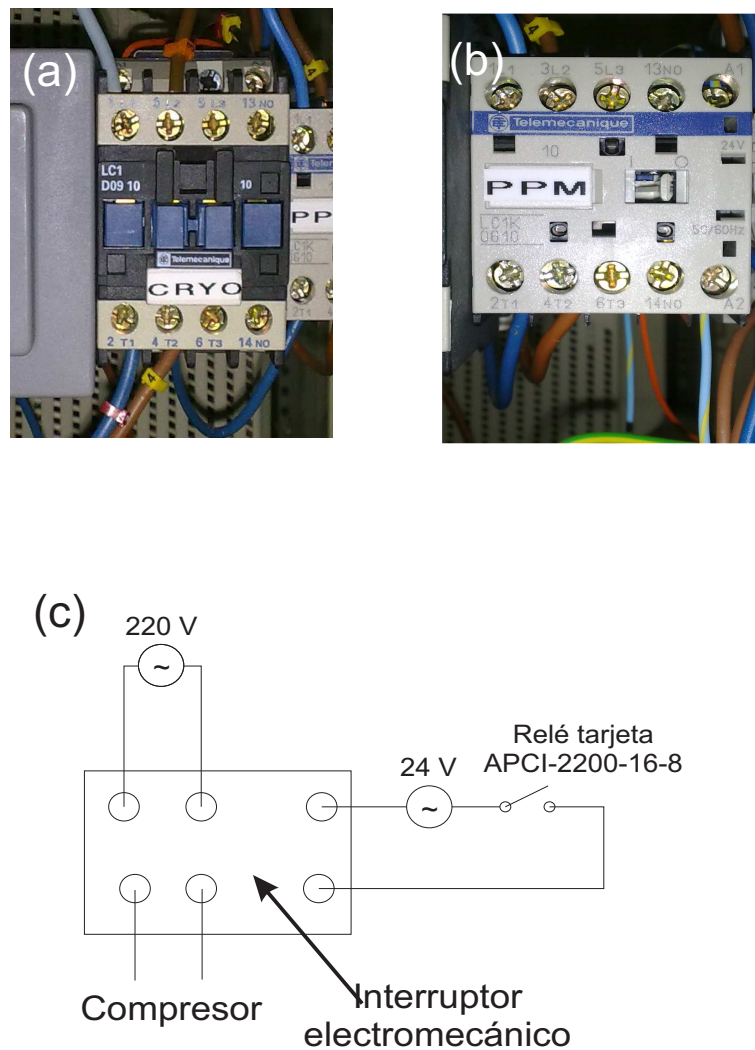


Figura B.9: (a) Fotografía del interruptor electromecánico del compresor de Helio. (b) Fotografía del interruptor electromecánico de la bomba seca. (c) Esquema eléctrico del sistema de encendido del compresor de helio de la criobomba.

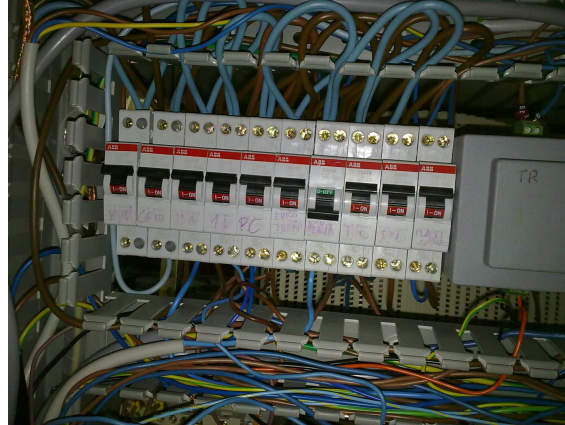


Figura B.10: Fotografía del conjunto de interruptores automáticos que gestionan la alimentación de las diferentes partes del banco de alimentación.

7. Heater. Suministra corriente al calentador.
8. Tr. Alimenta un transformador (fotografía (a) de la Figura B.11 que convierte los 220 V de la red eléctrica en 24 V y que se conecta a una regleta (fotografía (b) de la Figura B.11) que permite alimentar en paralelo las diferentes electroválvulas del sistema. Antes de la regleta se conecta un interruptor automático que permite quitar la corriente de la regleta.
9. Tn. Alimenta a dos fuentes de voltaje en continua (FiguraB.12). La fuente superior genera salidas de: 24, 12 y 8 V, mientras la inferior genera: 15,10 y 5 V.
10. MaxiGauge. Alimenta la unidad lectora de presiones MaxiGauge 256 A.

B.6. Software de control.

En el momento de redacción de este trabajo el software de control del banco modificado se restringe únicamente a la aplicación comercial que controla la tarjeta de control de relés APCI-2200-16-8. En la Figura B.13 se muestra una captura de pantalla del interfaz de esta

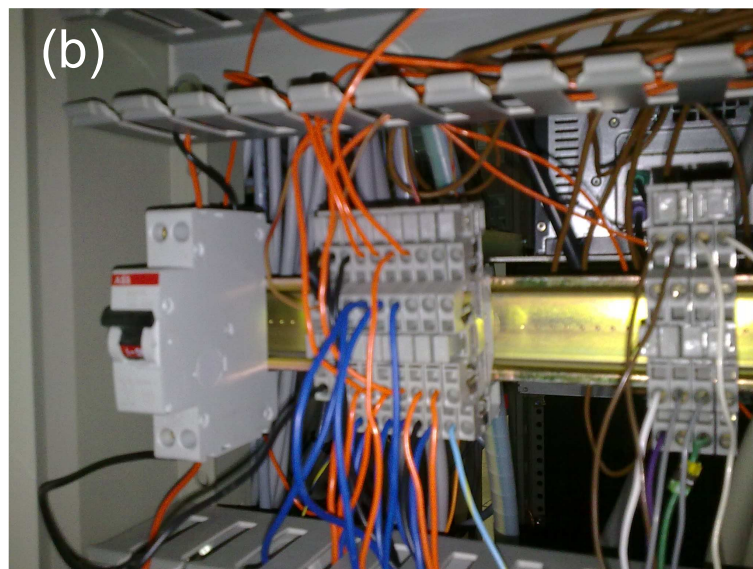


Figura B.11: (a) Transformador a 24 voltios. (b) Regleta de conexión a las diferentes electroválvulas del banco.

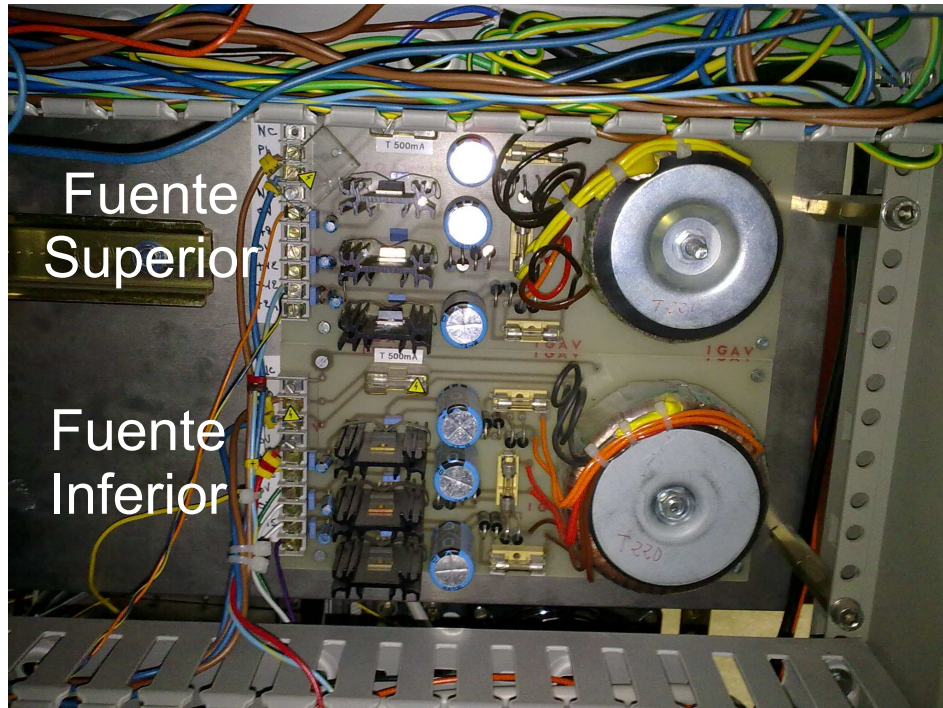


Figura B.12: Fuentes de alimentación continua.

aplicación. Para activar los diferentes relés del sistema primero se debe activar el interruptor señalado con un círculo en la figura y posteriormente activar el relé que se desee. En la figura se etiquetan los mecanismos que accionan los diferentes relés:

1. *Purga Crio*. Este relé activa la entrada de nitrógeno en la criobomba en los procesos de purga (Figura B.6.b).
2. *Bombeo Crio*. Este relé permite el bombeo sobre la criobomba durante los procesos de purga (Figura B.6.a).
3. *Bombeo Cam*. Este relé permite el bombeo sobre la cámara de deposición (Figura B.6.c).
4. *Purga Cam*. Este relé permite la entrada de nitrógeno en la cámara cuando se necesita abrir la tapa de la cámara (Figura B.6.d).

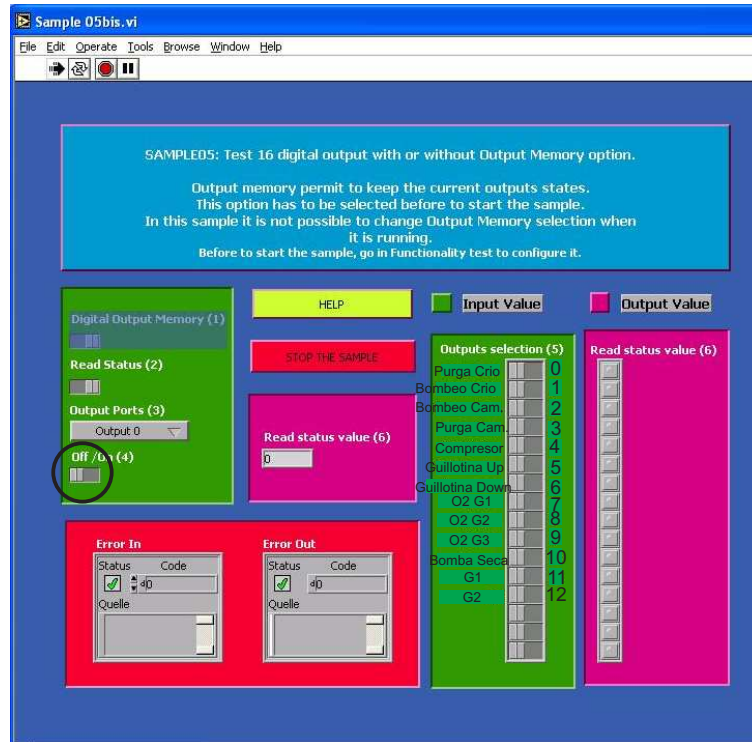


Figura B.13: Interfaz del programa de control de la tarjeta de relés APCI-2200-16-8.

5. *Compresor*. Este relé enciende el compresor de helio de la criobomba (Figura B.9.a).
6. *Guillotina Up*. Este relé permite abrir la electroválvula superior de la válvula de guillotina. (Activa la electroválvula etiquetada como Up en la Figura B.6.b)
7. *Guillotina Down*. Este relé permite abrir la electroválvula inferior de la válvula de guillotina.(Activa la electroválvula etiquetada como Down en la Figura B.6.b). Es necesario activar las dos electroválvulas *Up* y *Down* para poder abrir la válvula de guillotina completamente.
8. *O₂ G1*. Este relé permite el paso del Oxígeno a la cámara (activa la electroválvula etiquetada como G1 en la Figura B.6.e).

9. O_2G2 . Este relé permite el paso del Oxígeno a la cámara (activa la electroválvula etiquetada como G2 en la Figura B.6.e).
10. O_2G3 . Este relé permite el paso del Oxígeno a la cámara (activa la electroválvula etiquetada como G3 en la Figura B.6.e).
11. *Bomba Seca*. Enciende la bomba seca (Figura B.9.b).
12. $G1$. Activa el controlador-medidor de flujo Tylan 2900 series (etiquetado como G1 en la Figura B.7).
13. $G2$. Activa el controlador-medidor de flujo Tylan 2900 series (etiquetado como G2 en la Figura B.7).

Apéndice C

Cálculos por elementos finitos con *Comsol Multiphysics*.

Como se describió en el Capítulo 5, para realizar todos los cálculos de autocalentamiento mediante elementos finitos, se ha utilizado un paquete comercial denominado *Comsol Multiphysics*. En este apéndice se describe este paquete de software así como todos los programas utilizados para poder realizar los cálculos de autocalentamiento.

C.1. Funcionamiento básico.

Comsol Multiphysics es un paquete de software gráfico que permite modelizar y resolver un gran número de problemas científicos y técnicos, basados en ecuaciones diferenciales en derivadas parciales. El entorno gráfico de *Comsol* posee una potente herramienta de diseño gráfico, que permite dibujar de forma relativamente sencilla, la geometría de nuestro problema. El mallado de la geometría usada se puede realizar de forma automática, dejando el proceso al paquete de software. Esta opción genera, usualmente, muy buenos mallados, no obstante el programa permite al usuario, de forma totalmente intuitiva, modificar todos los parámetros de mallado otorgándole un control total del proceso. Una de las mejores características de este paquete de software, son los denominados módulos de aplicación

donde se presentan un gran número diferente de problemas físicos que el paquete puede resolver: problemas mecánicos, de fluidos, electromagnéticos, de tipo térmico etc. de tal modo que el usuario solo tiene que elegir el paquete que mejor se ajuste a su problema, y proporcionarle todas las constantes y condiciones de contorno. Además permite acoplar diferentes módulos de aplicación, pudiendo así resolver escenarios donde aparezcan diferentes fenómenos físicos acoplados.

Además de este entorno gráfico *Comsol Multiphysics* posee un entorno *script*, que permite realizar todas las tareas que se realizan desde el entorno gráfico, mediante comandos propios del sistema, lo que permite la automatización del cálculo. Uno de los grandes aciertos de este paquete de software, es el hecho de que todas las operaciones que se realicen en el entorno gráfico, pueden ser salvadas como un fichero de comandos *script* lo que facilita enormemente los proceso de automatizado del código, para poder realizar simulaciones recursivas como las utilizadas en este trabajo.

C.2. Programa de simulación.

Se describe en esta sección los *scripts* en *comsol* utilizados en las simulaciones de este trabajo. El programa principal se muestra en el Listado C.1, donde en letra azul se presentan los comentarios del con el fin de que cada programa sea autoexplicativo.

```

1 %carga las constantes del problema
  constantes;
3 % Temperatura del baño (K)
  Tin=78.3;
5 % Parámetros temporales
  % tiempo que dura el pulso [s]
7 tp=800e-6;
  % Número de pasos en los que dividiremos el pulso.
9 Np=1000;
  At=tp/Np;
11 % Temperatura para parar el solver
  Tparada='200-Tfilm';
13 % J inicial [A/m^2]
  Jmin=0e10;
15 % J final [A/m^2]
  Jmax=1e10;

```

```

17 % Numero de pulsos aplicados
Nj=100;
19 % etiqueta para el fichero de resultados
etiqueta='a100e120bg23may1249tc800us';
21 % generamos la tira de caracteres con la fórmula para
% calcular la temperatura promedio del film:  $T/(af/2*ef)$ 
23 integral=[ 'T/( ', num2str(af/2, '%e'), '*', num2str(ef, '%e'), '
) '];
% Intervalo de paso en J
25 deltaJ=(Jmax-Jmin)/Nj;
% iniciamos el contador 1
27 i=1;
% iniciamos la alerta a 0
29 alerta=0;
J=Jmin;
31 % El bucle se ejecuta mientras el contado sea
% menor que el número total de pulso y la alarma sea 0
33 while ( (i<Nj) & (alerta==0))
    J=Jmin+(i-1)*deltaJ
35    Ja(i)=J;
    % If01 Se asegura de que la Temperatura sea
37    % siempre menor que la crítica
    if (Tin>Tc)
39        s='Hey!. La temperatura de inicio es mayor que Tc';
        disp(s);
41        % para poder salir del bucle encaso de que Tin>Tc
        alerta=-1;
43        Esim(i)=alerta;
        Tm(i)=alerta;
45    % Del If01 en caso de que T<Tc
    else
47        Jp=J1*(log(Tc/Tin))^nJ0;
        % If02 comprueba si J es mayor Ja=J1*Ln(Tc/T)^nJ0.
49        % Si esto Ocorre entonces el campo en el sc es 0
        if (Ja(i)<Jp)
51            Esim(i)=0;
            Tm(i)=Tin;
53        % Del If02 si J>J0 entonces realiza el cálculo
        else
55            % genera un array de celdas con
            % las diferentes constantes de la curva background
57            a={J, Tc, E1, J1, nE0, nJ0, n, Al, Ac};
            % genera un array de temperaturas
59            Tp=linspace(Tin, Tc+5, 10000);
            % genera un array de la potencia disípada.

```



```

61      % Para ello se genera con la función bucleeflog
        % el campo eléctrico para cada
63      % temperatura del array Tp
      Qap=J*bucleeflog(Tp,a);
65      % grabo este fichero en un formato
      % que comsol pueda leer y utilizar
67      grabalo('calor.txt',Tp,Qap);
      % cargo la geometria y el mallado
69      geometria;
      % carga el programa de elementos finitos
71      programafem;
      % guardamos la temperatura media generada por comsol
73      Tm(i)=I1;
      % generamos un array celda
75      % para obtener el campo simulado
      a={Tm(i),J,Tc,E1,J1,nE0,nJ0,n,Al,Ac};
77      % llama a la función que calcula el campo en el sc.
      % Esta funcion necesita el array de celdas a
79      Esim(i)=Eiflog(a);
      % If03 en caso de que la temperatura en el
          micropuente sea mayor que Tc
81      if(Tm(i) > Tc)
          % se cambia la variable alerta para salir del bucle
83          alerta=-1;
          % cierra el If03
85      end
      % cierra el If02
87      end
      % cierra el If01
89      end
      % aumentamos en 1 el contador
91      i=i+1;
      % limpiamos la estructura fem
93      flclear fem;
      % cierra el bucle de J
95      end
      % genera el nombre del fichero
97      nombrefich;
      % Dimensiona J a MA/cm^2
99      Jasi=Ja/1e10;
      % Dimensiona E a V/cm
101     Easi=Esim/100;
      % graba en un fichero la corriente aplicada,
103     % la temperatura promedio y el campo electrico promedio
      graba(name,Jasi,Tm,Easi);

```


Listado C.1: Programa principal

A grandes rasgos el programa principal es un bucle que barre un determinado número de densidades de corriente introducidas por el usuario. En cada paso de este bucle se realizan los cálculos de autocalentamiento para la densidad de corriente correspondiente. Al final de cada paso se obtiene la temperatura promedio del micropunto y el correspondiente campo eléctrico. Una vez acabado el bucle el programa guarda los datos obtenidos (es decir las diferentes densidades de corrientes aplicadas y las correspondientes temperaturas promedio y el campo eléctrico resultante). Comentemos a continuación las partes más importantes del programa:

La línea 2 es una llamada a un *script* llamado constantes que carga en el sistema todas las constantes geométricas y físicas del sistema, así como las constantes de la curva *background*. Este *script* se muestra en el Listado C.2.

```

1 % Este archivo guarda todas las constantes térmicas ,
   geométricas
2 % y de la curva background de nuestro problema .
   % Conjunto de constantes geométricas
4 as=5e-3; % ancho sustrato [m]
   es=1e-3; % espesor sustrato [m]
6 af=100e-6; % ancho film [m]
   ef=120e-9; % espesor sustrato [m]
8 ec=ef; % espesor colchon

10 % Conjunto de constantes térmicas del film y el sustrato
   % Calor específico del sustrato .
12 Cps=195.3; % [J/(K*kg)]
   % Calor específico del film .
14 Cpf=147.1; % [J/(K*kg)]
   % Calor específico del colchón .
16 Cpc=Cps/100; % [J/(K*kg)]
   % Conductividad térmica del sustrato .
18 Ks=18; % [W/(K*m)]
   % Conductividad térmica del film .
20 Kf=5; % [W/(K*m)]
   % densidad film
22 rhof=6.8*1e3; % [kg/m^3]
   % densidad sustrato

```

```

24 | rhos=5.12*1e3; % [kg/m^3]
    | % densidad colchón
26 | rhoc=rhos; % [Kg/m^3]
    | % coeficiente de intercambio térmico sustrato-entorno
28 | hse=1; % [W/(K*m^2)]
    | % coeficiente de intercambio térmico film-sustrato
30 | hfs=1e7; % [W/(K*m^2)]
    | % Conductividad térmica de la zona colchón
32 | Kc=hfs*ec;

34 | % Conjunto de constantes de la curva background.
    | % zona superconductora
36 | E1=9.04746e2; % [V/m]
    | J1=52.5278e10; % [A/m^2]
38 | nE0=3.62289; % no tiene dimensiones
    | nJ0=2.30918;
40 | n=3.05336; % no tiene dimensiones
    | Tc=84.8603; % [K]
42 | % En la zona normal
    | % E=rho*J rho=Al*T+Ac
44 | Ac=3.06917E-7; % [Ohm*m]
    | Al=1.54959E-8; % [Ohm*m/K]
46 | % solver
    | rtol=0.00001; % tolerancia relativa
48 | Atol=num2str(0.1*rtol, '%e');

```

Listado C.2: Script constantes

En la línea 64 del programa principal (Listado C.1) se genera un array de datos que contiene la tasa de disipación en función de un array de temperaturas previamente calculado. Esta tasa se calcula multiplicando la densidad de corriente, por el campo eléctrico en el superconductor, que se calcula invocando a la función *bucleiflog*, cuya entrada es el array de temperaturas y los parámetros de la curva *background* (en forma de una celda de arrays denominada *a*).

En el listado C.3 se muestra el código correspondiente a esta función. Esta función, básicamente, es un bucle que calcula el campo eléctrico en el superconductor para cada una de las temperaturas del array de temperaturas de entrada, utilizando para ello una segunda función, denominada *Eiflog* (línea 23 del Listado C.3), que recibe como entrada un array de celdas con las constantes de la curva *background*, la densidad de corriente y la temperatura correspondiente. Se muestra

en el Listado C.4 el *script* correspondiente a la función *Eiflog*

```

function y=bucleeeiflog(T,a)
2 % Esta función calcula el campo eléctrico para
  % un array de temperaturas utilizando la función Eif.
4 % Las entradas de la función son el array de temperaturas
  % y una celda a con los diferentes parámetros
6 % de la curva background.
  [ nfil , ncol]=size(T);
8 J=a{1};
  Tc=a{2};
10 E1=a{3};
  J1=a{4};
12 nE0=a{5};
  nJ0=a{6};
14 n=a{7};
  Al=a{8};
16 Ac=a{9};
  % bucle sobre todas las temperaturas del array
18 for i=1:ncol
    % se genera la celda que usa la función Eif
20   a={T(i) , J , Tc , E1 , J1 , nE0 , nJ0 , n , Al , Ac};
    % a{1}=T, a{2}=J, a{3}=Tc, a{4}=E1,
22   % a{5}=J1, a{6}=n0, a{7}=n, a{8}=Al, a{9}=Ac
    Esc(i)=Eiflog(a);
24 end
  % la función devuelve un array de campos electricos.
26 y=Esc;

```

Listado C.3: *Script* bucleiflog

```

function y=Eiflog(a)
2 % Esta función calcula el capo electrico de la curva
  % bacgkdround para una temperatura e intensidad dadas.
4 % Esta función calcula el campo electrico utilizando
  % la curva background:
6 % E0=minimo(Es,En), donde:
  % Es es el campo electrico en el estado mixto
8 % que vendrá dado por:
  % E0=E1Log(Tc/T)^nE0 J0=J1Log(Tc/T)^nJ0
10 % E(J,T)=E0*(J/J0 -1)^n: en la zona superconductora
  % En es el campo eléctrico en la zona normal:
12 % En=(Al+Ac*T)*J
  % a es una celda que tiene los siguientes componentes:
14 % a{1}=T, a{2}=J, a{3}=Tc, a{4}=E1, a{5}=J1,

```

```

16 % a{6}=n0, a{7}=n, a{8}=Al, a{9}=Ac
% identificamos cada componente de a
T=a{1};
18 J=a{2};
Tc=a{3};
20 E1=a{4};
J1=a{5};
22 nE0=a{6};
nJ0=a{7};
24 n=a{8};
Al=a{9};
26 Ac=a{10};

28 if (T<Tc)
    Tr=log(Tc/T);
30 % se calcula la corriente crítica
    J0=J1*Tr^nJ0;
32 if (J<J0)
    % Por debajo de la corriente crítica el campo es cero
    .
34 EJT=0;
    else
36 E0=E1*Tr^nE0;
    Esup=E0*(J/J0-1)^n;
38 Enor=(Al*T+Ac)*J;
    EJT=min(Esup, Enor);
40 end
else
42 % por encima de la temperatura crítica estamos
    % siempre en el estado normal
44 EJT=(Al*T+Ac)*J;
end
46 % devuelve el valor del campo E calculado
y=EJT;

```

Listado C.4: *Script* Eiflog

En la línea 67 del programa principal (Listado C.1) llama a una función denominada *grabalo*, que recibe el array de temperaturas y de potencia disipada y lo graba en un fichero, que *comsol* utilizará para obtener la potencia disipada en función de la temperatura del sistema en todo momento.

En la línea 69 del Listado C.1 se llama al *script geometría* que se encarga de dibujar la geometría del sistema (es decir micropuente,

interfase y sustrato) y realizar el mallado correspondiente. En el Listado C.5 se presenta este *script*.

```

1  %COMSOL version
   clear vrsn
3  vrsn.name = 'COMSOL 3.5';
   vrsn.ext = '';
5  vrsn.major = 0;
   vrsn.build = 494;
7  vrsn.rcs = '$Name: $';
   vrsn.date = '$Date: 2008/09/19 16:09:48 $';
9  fem.version = vrsn;
   % Geometry
11 g1=rect2(as/4,es/2,'base','corner','pos',{ '0','0'},'rot','0
    '); %representa el sustrato
    g2=rect2(af/2,ec,'base','corner','pos',{ '0',num2str(es/2)},
    'rot','0'); %representa la xzona colchón
13 g3=rect2(af/2,ef,'base','corner','pos',{ '0',num2str(es/2+ec
    , '%e')}, 'rot','0'); %representa el film

15 % Create assembly and imprints
   clear s
17 % genero una estructura llamada s y a la variable
   % objeto de esta estructura le asigno los tres
19 % rectángulos creados
   s.objs={g1,g2,g3};
21 % etiqueto los nombres de los tres rectángulos creados
   % y lo asigno a la variable nombre de la estructura s
23 s.name={'R1','R2','R3'};
   % lo mismo que la anterior linea pero con las flags
25 s.tags={'g1','g2','g3'};
   % le paso la estructura s (la geometria completa)
27 % a comsol para que la dibuje.
   fem.draw=struct('s',s);
29 % genera la geometria interna para comsol.
   fem.geom=geomcsg(fem);

31 % Initialize mesh
33 % Initialize mesh
35 fem.mesh=meshinit(fem, ...
    'hauto',5, ...
37 'methodsub','tri');
```

Listado C.5: *Script* geometría

En la línea 71 del Listado C.1 se llama al *script programafem*, que se muestra en el Listado C.6. Este programa es el núcleo central del programa principal, ya que es el encargado de realizar los cálculos de elementos finitos en nuestro sistema. Este programa es un *script* generado por *comsol* a partir de una simulación realizada en el entorno gráfico y que se ha modificado para poder integrarlo en el programa principal con el fin de automatizar toda la simulación.

```

1 %COMSOL Multiphysics Model M-file
2 % Generated by COMSOL 3.5 (COMSOL 3.5.0.494, $Date:
   2008/09/19 16:09:48 $)
3
4
5 % (Default values are not included)
6 fem.const = {'af',af, ...
   'ef',ef};
7
8
9 % Application mode 1
10 clear appl
   appl.mode.class = 'HeatTransfer';
11 appl.sshape = 2;
   appl.assignsuffix = '_ht';
12
13 clear bnd
   bnd.name = {'Entorno','','Simetria'};
14 bnd.type = {'q','cont','q0'};
   bnd.Tinf = {Tin,273.15,273.15};
15 bnd.h = {hse,0,0};
   bnd.ind = [3,3,3,2,3,2,1,1,1,1,1];
16
17 appl.bnd = bnd;
18
19 clear equ
   equ.C = {Cps,Cpc,Cpf};
   equ.init = Tin;
20
21 equ.k = {Ks,Kc,Kf};
   equ.Q = {0,0,'calor(T)'};
22
23 equ.rho = {rhos,rhos,rhof};
   equ.ind = [1,2,3];
24
25 appl.equ = equ;
   fem.appl{1} = appl;
26
27 fem.border = 1;
   fem.outform = 'general';
28
29
30
31
32 % Coupling variable elements
33 clear elemcpl
34 % Integration coupling variables
35 clear elem

```

```

elem.elem = 'elcplscalar';
37 elem.g = {'1'};
   src = cell(1,1);
39 clear equ
   equ.expr = {{{}, '2*T/(af*ef) '}};
41 equ.ipoints = {{{}, '4'}};
   equ.frame = {{{}, 'xy'}};
43 equ.ind = {'1', '2'}, {'3'};
   src{1} = {{}, {}, equ};
45 elem.src = src;
   geomdim = cell(1,1);
47 geomdim{1} = {};
   elem.geomdim = geomdim;
49 elem.var = {'Tfilm'};
   elem.global = {'1'};
51 elemcpl{1} = elem;
   fem.elemcpl = elemcpl;
53
   % Functions
55 clear fcns
   fcns{1}.type='interp';
57 fcns{1}.name='calor';
   fcns{1}.filename='C:\Trabajo\Comsol\calor.txt';
59 fcns{1}.fileindex='1';
   fcns{1}.method='cubic';
61 fcns{1}.extmethod='extrap';
   fem.functions = fcns;
63
   % Multiphysics
65 fem=multiphysics(fem);

67 % Extend mesh
   fem.xmesh=mesextend(fem);
69
   % Solve problem
71 fem.sol=femtime(fem, ...
   'solcomp',{ 'T'}, ...
73 'outcomp',{ 'T'}, ...
   'blocksize','auto', ...
75 'tlist',[0:At:tp], ...
   'rtol',0.00001, ...
77 'tout','tlist', ...
   'stopcond',Tparada, ...
79 'atol',{'0.0000010'});

```

```

81 % Save current fem structure for restart purposes
fem0=fem;
83
% Plot solution
85 postplot(fem, ...
            'tridata',{ 'T','cont','internal'}, ...
            'trimap','jet(1024)', ...
            'solnum','end', ...
89         'title','Time=0.001      Surface: Temperature', ...
            'axis',[-1.2499999720603228E
                    -4,0.002624999941326678,-1.593187710327306E
                    -4,0.0011595587505084672]);
91
% Integrate
93 I1=postint(fem,'2*T/(af*ef)', ...
            'unit','', ...
95         'recover','off', ...
            'dl',[3], ...
97         'solnum','end');

```

Listado C.6: *Script* programafem

En este *script* se le indica a *comsol* que módulo tiene que usar (en este caso el módulo de transferencia de calor dependiente del tiempo), se establecen las constantes necesarias en cada parte de la geometría y se aplican las condiciones de contorno necesarias. Este programa también se encarga de realizar la simulación térmica (línea 79), plotear el mapa de temperaturas obtenido una vez acabada la simulación (línea 90) y calcular la temperatura promedio del micropuente integrando sobre toda su área la distribución de temperaturas resultante (línea 97).

Apéndice D

Cálculo del calentamiento en los contactos por elementos finitos.

En este apéndice se presentan unos cálculos realizados mediante elementos finitos utilizados para evaluar como el calentamiento en los contactos de oro afectarían a la distribución de temperaturas en el micropuente.

D.1. Modelización de la geometría.

Para estos cálculos se modeliza la geometría siguiendo los siguientes pasos:

1. Uso de una geometría 2D. Reduciremos la geometría tridimensional del sistema (formado por los contactos de oro, el micropuente y el sustrato) a una sección longitudinal del mismo tal y como se muestra en la Figura D.1.A.
2. Simulación de la mitad del sistema. Como se observa en la Figura D.1.B el sistema es simétrico en torno al eje que pasa por la mitad del sistema. Así pues solo se necesita simular la mitad del sistema.

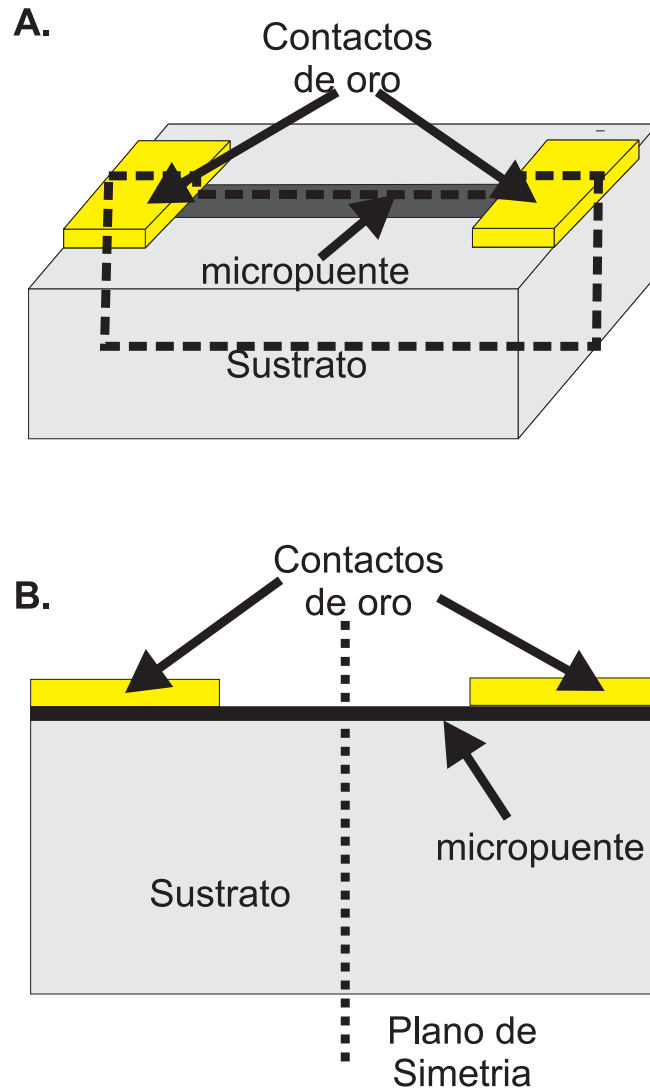


Figura D.1: Gráfica **A.** Dibujo esquemático del conjunto formado por los contactos de oro, el micropuente y el sustrato en 3D donde se muestra el corte longitudinal al que se reducirá la geometría a simular. Gráfica **B.** Dibujo esquemático del corte longitudinal de la gráfica A. Como se observa el sistema es simétrico con respecto al eje que pasa por la mitad del micropuente por lo que solo se utilizará la mitad de la geometría para la simulación.

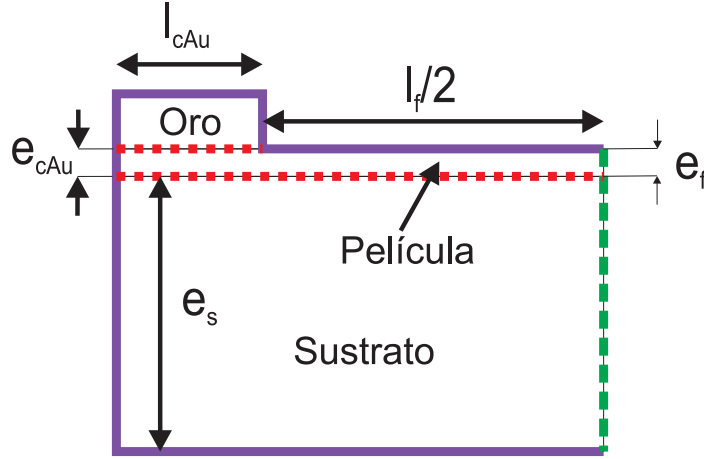


Figura D.2: Dibujo esquemático de la geometría usada para las simulaciones de este apéndice. La geometría consta de tres partes: contactos de oro, película y sustrato. Las diferentes líneas coloreadas representan las diferentes condiciones de frontera impuestas: la línea continua violeta representa una condición de intercambio térmico con el entorno, la línea a rayas roja

Tras estas aproximaciones la geometría usada para realizar las simulaciones de este apéndice es la que se presenta en la Figura D.2, donde l_{cAu} es la longitud de los contactos de oro, l_f la longitud del micropuente, e_f el espesor del micropuente, e_{cAu} el espesor de los contactos de oro y e_s el espesor del sustrato.

D.2. Ecuaciones diferenciales y condiciones de contorno.

Para el evaluar como afecta a la distribución de temperaturas del micropuente el calor disipado en los contactos de oro se resuelve en los tres dominios de la Figura D.2 (contactos de oro, película y sustrato) la ecuación del calor dependiente del tiempo:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \dot{Q} \quad (\text{D.1})$$

donde ρ es la densidad del material, κ su conductividad térmica, C_p el calor específico a presión constante por unidad de volumen y \dot{Q} la potencia disipada, que por simplicidad la supondremos cero en sustrato y película e igual a $\dot{Q} = \rho_{Au} J^2$ en los contactos eléctricos donde ρ_{Au} es la resistividad eléctrica del oro y J la densidad de corriente aplicada. Como nos interesa evaluar como afecta el calentamiento en los contactos en la distribución de temperaturas del film en las simulaciones de este apéndice las densidades de corriente utilizadas para calcular la disipación serán las supercríticas.

Las condiciones de frontera de nuestro problema son las siguientes:

$$-\kappa \mathbf{n} \nabla T = 0 \quad (\text{D.2})$$

donde \mathbf{n} es un vector normal a la superficie en cada punto. Esta es una condición de aislamiento térmico que se aplica en el eje de simetría de nuestro problema (línea a trazos verde de la Figura D.2).

$$-\kappa \mathbf{n} \nabla T = h_{s-e} (T - T_b) \quad (\text{D.3})$$

donde h_{s-e} , es el coeficiente de transferencia de calor con el baño circundante¹. Esta es una condición de intercambio térmico entre el sistema simulado y el baño circundante que se aplica, como se observa en la Figura D.2, en la línea continua violeta.

Finalmente la resistencia térmica de contacto en las interfases film-sustrato y film-contacto de oro (líneas punteadas rojas de la Figura

¹En el caso de nuestros experimentos el baño era helio gas cuyo coeficiente de intercambio es de $1 \text{ W cm}^{-2} \text{ K}^{-1}$

D.2) se modeliza mediante una capa delgada térmicamente resistiva: se supone que en la interfase existe una pequeña capa delgada de espesor e_i cuyo calor específico es c_i y cuya conductividad térmica vendrá dada por $\kappa_i = h_i e_i$, donde h_i será el coeficiente de transferencia térmica en la correspondiente interfase. Esta capa delgada térmicamente resistiva es implementada directamente por el paquete de software de elementos finitos que se ha utilizado en este trabajo (*Comsol Multiphysics*).

Para la película y el sustrato utilizamos las constantes de la Tabla 5.1 del capítulo 5. Para los contacto de oro utilizamos: $C_p = 106 \text{ J/(KgK)}$ [56], $\kappa = 350 \text{ W/(Km)}$ [57] y $\rho = 19300 \text{ Kg/m}^3$ y para el coeficiente térmico de intercambio entre film y sustrato: $h_{f-s} = 10^7 \text{ W/(Km}^2\text{)}$. El coeficiente de intercambio térmico entre el el oro y y el film lo desconocemos pero lo dejaremos como parámetro libre.

D.3. Resultados de la simulación.

En la Figura D.3.A se presentan, para una temperatura de baño de 65.5 K y una densidad de corriente de 4.6 MA/cm^2 , diferentes distribuciones de temperaturas (a diferentes valores del coeficiente de intercambio térmico film-oro) en la película cuando el pulso se aplica durante un tiempo de $4 \mu\text{s}$. Como se observa en la figura cuando la distancia al sustrato es mayor que unas $40 \mu\text{m}$ la película de YBCO no se verá afectado por el calentamiento que tiene lugar en los contactos de oro. Como la separación entre el micropuente y los contactos de oro es de más de $400 \mu\text{m}$ el calentamiento en dichos contactos no afectará (para el rango de los microsegundos) de ningún modo al micropuente. En la Figura D.3.B se presenta la distribución de temperaturas simulada en el micropuente para un tiempo de pulso simulado de $800 \mu\text{s}$ para diferentes coeficientes de intercambio térmico. Las condiciones son las mismas que en la figura A. Como se observa en la figura el calentamiento en los contactos afecta a la distribución de temperaturas en la película hasta unas $200 \mu\text{m}$ desde el final del contacto. Nuevamente la disipación en los contactos no afectará a la distribución de temperaturas en el micropuente ya que este está a más de $400 \mu\text{m}$ de éstos.

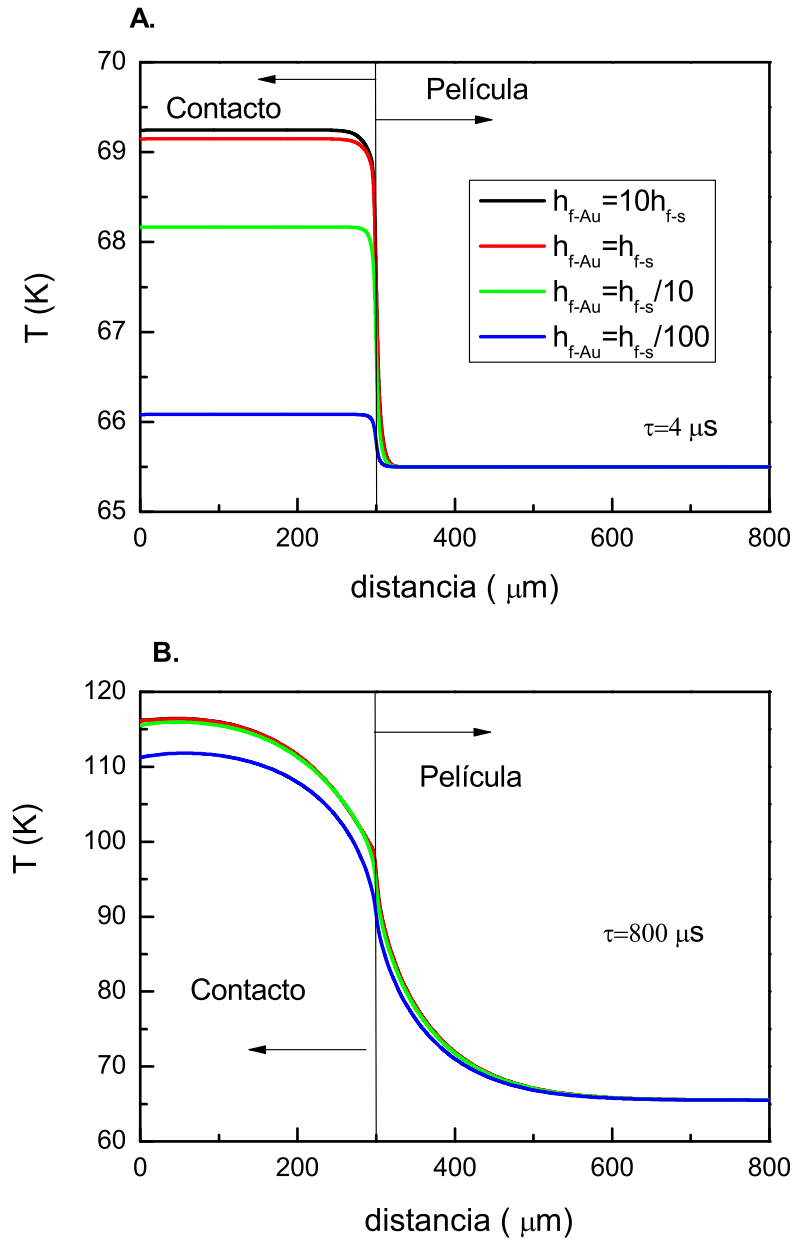


Figura D.3: Distribución de temperaturas simuladas en la película, para diferentes coeficientes de intercambio oro-film. **A.** Tiempo de pulso simulado: $800 \mu\text{s}$. **B.** Tiempo de pulso simulado: $4 \mu\text{s}$.

Bibliografía

- [1] Ver, por ejemplo, V.V. Schimdt. *The Physics of Superconductors*. Cap. 5, Editado por P. Müller y A. V. Ustinov. (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
- [2] Ver, por ejemplo, M.Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Cap. 5, (McGraw-Hill, New York, 1996), 2^a ed.
- [3] Ver, por ejemplo, M. Cyrot and D. Pavuna. *Introduction to Superconductivity and High-Tc materials*. Cap 4, (World Scientific Publishing, Singapore, 1992).
- [4] W.Klein, R.P. Huebener, S.Gauss, and J.Parisi. J. Low. Temp. Phys. **61**, 413 (1985).
- [5] S.G. Doettinger, R.P. Huebener, R. Gerdemann, A.Kühle, S.Anders, T.G. Trauble, and J.C. Villégier. Phys. Rev. Lett. **73**, 1691 (1994).
- [6] A.I.Larkin and Y.N.Oxchinnikov. Sov. Phys. JETP **41**, 960 (1976).
- [7] A.I.Bezuglyj and V.A.Shlowskij. Physica C **202**, 234 (1992).
- [8] A.V. Samoilov, M.Konczykowski, N.C. Yeh, S.Berry, and C.C. Tsuei. Phys. Rev. Lett. **75**, 4118 (1995).
- [9] B.J. Ruck, J.C. Abele, H.J. Trodahl, S.A. Brown, and P.Lynam. Phys. Rev. Lett. **78**, 3378 (1997).
- [10] C.Peroz and C. Villard. Phys. Rev. B **72**, 014515 (2005).

- [11] P.Bernstein, J.F. Hamet, M.T. González, and M.Ruibal Acuña. *Physica C* **455**, 1 (2007).
- [12] P.Bernstein and J.F. Hamet. *J. Appl. Phys.* **95**, 2569 (2004).
- [13] E.Altshuler and T.H. Johansen. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471 (2004) y referencias ahí citadas.
- [14] G. Sabouret, C. Williams and R. Sobolewski. *Phys. Rev. B*, **66**, 132501 (2002).
- [15] M.N. Kunchur. *J. of Phys: Cond. Matt.* **16**, R1183 (2004).
- [16] S.Reymond, L.Antognazza, M.Decroux, E.Koller, P.Reinert, and Ø. Fischer. *Phys. Rev. B* **66**, 014522 (2002).
- [17] J.-P. Maneval, F. Boyer, K. Harrabi y F.-R. Ladan. *Journal of Superconductivity* **14**, 347 (2001).
- [18] S.Michotte, L.Piroux, F.Boyer, F.R. Ladan, and J.P. Maneval. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3175 (2004).
- [19] F.-R. Ladan, K. Harrabi, M. Rosticher, P. Mathieu, J.-P. Maneval1 and C. Villard. *J. Low Temp. Phys.* **153**, 103 (2008)
- [20] K. Harrabi, F.-R. Ladan, Vu Dinh Lam, J.-P. Maneval , J.-F. Hamet, J.-C. Villégier and R. W. Bland. *J. Low Temp. Phys.* **157**, 36 (2009).
- [21] Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, and P.Ziemann. *Phys. Rev. B* **58**, 11185 (1998).
- [22] A.Vl. Gurevich and R.G. Mints. *Rev. Mod. Phys.* **59**, 941 (1987).
- [23] T.Kiss, M.Inoue, K.Hasegawa, K.Ogata, V.S. Vysotsky, Yu. Ilyin, M.Takeo, H.Okamoto, and E.Irie. *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* **9**, 1073 (1999).
- [24] A.Lehner, A.Heinrich, K.Numssen, and H.Kinder. *Physica C* **372-376**, 1619 (2002).

- [25] J. Viña, M. T. González, M. Ruibal, S. R. Currás, J. A. Veira, J. Maza y F. Vidal. Phys. Rev. B **68**, 224506 (2003).
- [26] J. M. Viña Rebolledo. *Contribución al estudio del transporte eléctrico en capas delgadas de cupratos superconductores: corrientes supercríticas y paraconductividad*. Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2003).
- [27] M. Ruibal Acuña. *Efectos de dimensionalidad térmica en la transición al estado normal inducida por altas densidades de corriente en películas delgadas de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2006).
- [28] M. Ruibal, G. Ferro, M.R. Osorio, J. Maza, J.A. Veira and F. Vidal. Phys. Rev. B **75**, 012504 (2007).
- [29] J.Maza, G.Ferro, J.A. Veira, and F.Vidal. Phys. Rev. B **78**, 094512 (2008).
- [30] M. T. González, J. Viña, S. R. Currás, J. Maza y F. Vidal. Phys. Rev. B. **68**, 054514 (2003).
- [31] M. T. González. *Synthesis of textured $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples by top seed melt growth and measurement of their Current-Voltage Characteristics at high current density*. Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2003).
- [32] M.N. Kunchur. Phys. Rev. Lett. **89**, 137005 (2002).
- [33] M.Decroux, L.Antognazza, N.Musolino, E. de Chambrier, S.Reymond, J.M. Triscone, F.Fisher, W.Paul, and M.Chen. IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 2046 (2001).
- [34] L.Antognazza, M.Decroux, N.Musolino, J.-M. Triscone, P.Reinert, E.Koller, S.Reymond, M.Chen, W.Paul, and Ø.Fischer. Low Temp. Phys. **117**, 1543 (1999).
- [35] S. Rodríguez Currás. *Contribución al estudio de la interrelación entre la densidad de corriente crítica y la resistividad normal en muestras granulares y películas delgadas de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Tesis Doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2000).

- [36] S. R. Currás. P. Wagner, M. Ruibal, J. Viña, M. R. Osorio, M. T. González, J. A. Veira, J. Maza y F. Vidal. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 748 (2001).
- [37] A. J. Chapman. *Heat Transfer*. (McMillan, New York, 1984), 4^a ed.
- [38] S. K. Gupta, P. Berdahl, R. E. Russo, G. Briceño y A. Zettl. *Physica C* **206**, 335 (1993).
- [39] M. Ohring. *The Material Science of Thin Films*. Caps 3 y 4, (Academic Press, San Diego, 1996).
- [40] D.L. Smith. *Thin-Film Deposition. Principles and Practice*. Cap. 1, (McGraw-Hill, 1995).
- [41] W.M. Moreau. *Semiconductor Lithography. Principles, Practices and Materials*. (Plenum Press, 1989).
- [42] S. Rodríguez Currás. *Crecimiento de películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ por pulverización catódica y su caracterización estructural*. Memoria de Licenciatura, Facultad de Física, Universidade de Santiago de Compostela. (1995).
- [43] H.H. Wen, S.L. Li, G.H. Chen, and X.S. Ling. *Phys. Rev. B* **64**, 054507 (2001).
- [44] A.Díaz, L.Mechin, P.Berghuis, and J.E. Evetts. *Phys. Rev. B* **58**, R2960 (1998).
- [45] M.Tinkham. *Physica B* **169**, 66 (1991).
- [46] I.L. Landau and H.R. Ott. *Physica C* **331**, 1 (2000).
- [47] I.L. Landau and H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **63**, 184516 (2001).
- [48] I.L. Landau and H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **65**, 064511 (2002).
- [49] R.M.Bhatt and R.P.Gairola. *Current Science* **80**, 864 (2001).
- [50] J.E. Rodríguez, D. Cadavid and A. Mariño. *Revista Colombiana de Física.* **38**,1050 (2006).

- [51] E.F. Steigmeier. Phys. Rev. **168**, 523 (1968).
- [52] V.I.Altukhov and B.A.Strukov. Cond. Matt. Phys. **5**, 769 (2002).
- [53] H.Fujishiro, M.Ikebe, H.Teshima, and H.Hirano. IEEE Trans. Appl. Supercond. **16**, 1007 (2006).
- [54] M.Nahum, S.Verghesse, and P.L.Richards. Appl. Phys. Lett. **59**, 2034 (1991).
- [55] A.Durán, F.Morales, L.Fuentes, and J.M. Siqueiros. J. Phys.: Condens. Matter **20**,085219 (2008).
- [56] J. Maza, J. Mosqueira and J.A. Veira *Física del Estado Sólido*. Cap. 5 (Servizo de Publicación e Intercambio Científico Campus universitario sur, 2008).
- [57] G. K. White. Proc. Phys. Soc. A **66**, 559 (1953).

Lista de publicaciones.

Los artículos en los que ha participado el autor de esta Tesis Doctoral, publicados o enviados a publicar hasta la fecha, se relacionan a continuación.

- *In plane paraconductivity in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ thin film superconductors at high reduced temperatures: Independence of the normal-state pseudogap.* S.R.Currás, G.Ferro, M.T.González, M.V.Ramallo, M.Ruibal, J.A.Veira, P.Wagner y F.Vidal. Phys. Rev. B **68**, 094501 (2003).
- *Measurements of the doping effects on the in-plane paraconductivity in cuprate superconductors.* F. Vidal, M.V. Ramallo, G.Ferro, J.A. Veira. New Challenges in Superconductivity: Experimental Advances and Emerging Theories, ed. J. Ashkenazi et al., 85-90 (2005)
- *Influence of the microbridge width on the transition to the normal state induced by high current densities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films.* M.Ruibal, G.Ferro, J.A.Veira, J.Maza, F.Vidal. J. Phys.: Conf. Ser, **43**, 667 (2006)
- *The impedance of inductive superconducting fault current limiters operating with stacks of thin film Y123/Au washers or bulk Bi2223 rings as secondaries.* J.A.Lorenzo, M.R.Osorio, P.Toimil, G.Ferro, M.Blanch, J.A.Veira, F.Vidal. Supercond. Sci. Technol, **19**, 1274 (2006)
- *Size effects on the quenching to the normal state in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin film superconductors.* M. Ruibal, G. Ferro,

- M. R. Osorio, J. Maza, J. A. Veira, F. Vidal. Phys. Rev. B **75**, 012504-1 (2007).
- *Probing the self-heating effects in the transition to the normal state induced in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films by high current density ramps in the millisecond range.* M.Ruibal, G.Ferro, M.Blanch, J.A.Veira, J.Maza, F.Vidal. Physica C **460-462**, 819 (2007).
 - *Improvement of an inductive superconducting fault limiter by using stacks of thin film washers as secondary.* J. A.Lorenzo, M.R.Osorio, P.Toimil, G.Ferro, M.Blanch, J.A.Veira, M.Tello, F.Vidal. Physica C, **460-462**, 1453 (2007).
 - *Thin-film washers as secondaries in superconducting inductive fault current limiters: The role of the cooling atmosphere.* J. A.Lorenzo, M.R.Osorio, G.Ferro, M.Ruibal, J.A.Veira, M.J.Tello, F.Vidal. J. Phys.: Conf. Ser **97**, 012034-10 (2008).
 - *Thermal effects in the flux-creep regime of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin film microbridges under high current densities in self field.* G.Ferro, M.Ruibal, J.A.Veira, J.Maza, F.Vidal. J. Phys.: Conf. Ser **97**, 012016-10 (2008).
 - *Transition to the normal state induced by high current densities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films: A thermal runaway account.* J.Maza, G.Ferro, J.A.Veira, F.Vidal. Phys. Rev. B **78**, 094512 (2008).
 - *Superconducting microlimiters based on YBCO thin-films grown on SrTiO_3 substrates.* J.A.Lorenzo Fernández, G.Ferro, M.R.Osorio, J.A.Veira, M.J.Tello, F.Vidal. J. Phys.: Conf. Ser **97**, 012034 (2008).
 - *Influence of thermal, morphological and measuring variables in the thermal runaway of superconducting films under high current densities.* G.Ferro, J.Maza, M.V.Ramallo J.A.Veira, F. Vidal. J. Phys.: Conf. Ser **150**, 052053 (2009).
 - *Measurements of the surface critical current of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films: probing the non-uniformity of their superconducting*

critical temperature along the c-axis. P.Bernstein, J.Mosqueira, J.Siejka, F.Vidal, Y.Thimont, C.McLoughlin, and G.Ferro. J. Appl. Phys. **107**, 123901 (2010)

Índice de figuras

1.1. Representación esquemática de una curva E-J típica de un superconductor de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a $T \leq T_c$. El eje vertical (el campo eléctrico) no está proporcionado con el horizontal, con el fin de apreciar los diferentes regímenes de transporte. Véase el texto.	16
1.2. Típicas curvas E-J para diferentes temperaturas para un micropuente de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ depositado sobre SrTiO_3 . El área bajo los rectángulos muestra como varía la potencia disipada al variar la temperatura.	22
1.3. Representación esquemática de un corte transversal micropuente-sustrato. La zona sombreada es el volumen de sustrato que se ha calentado después de un tiempo t desde que comenzó la disipación en el micropuente. El resto del sustrato se supone a la temperatura del baño refrigerante T_b	23
1.4. En la Figura se muestra una curva E-J suave y continua, no afectada por el calentamiento, curva a trazos negra, y la curva E-J con salto, curva continua rojo, obtenida por el modelo de autocalentamiento partiendo de la primera curva. Se marca en la figura el punto donde se produce el salto en la curva E-J simulada.	25
2.1. Dibujo esquemático de la deposición de películas mediante pulverización catódica Dc.	29
2.2. Esquema de la óptica multicapas. 1.-Haz divergente de la focal del tubo. 2.-Dispositivo de óptica multicapa. 3.-Rendija de salida. 4.-Haz directo. 5.-Reflexión paralela de la radiación K_α 6.-Muestra. Para el detector el esquema sería similar.	33

2.3.	Geometría de Bragg-Brentano de difracción de rayos X. En la figura R es el tubo de rayos X, F es su focal, AB es el diafragma de apertura, P es la muestra, SB y DB son respectivamente, los diafragmas de radiación dispersada y del detector.	34
2.4.	Difractograma típico $\theta - 2\theta$ para una de las muestras utilizadas en este trabajo. La aparición exclusiva de picos del tipo (00l) muestran una alta epitaxialidad en el eje c . Los picos marcados con el * se solapan con los picos (100) y (200) de STO. El pico marcado con & se corresponde a una reflexión de segundo orden ($\lambda/2$).	35
2.5.	Curva de basculamiento típica para el pico (005) de una de nuestras muestras YBCO. La anchura a mitad de altura (FWHM) nos informa de la dispersión de orientaciones de los microgranos que conforman la muestra, en torno a la orientación preferente. .	36
2.6.	Esquema ilustrativo de como la orientación de los microgranos afecta a la reflexión de los rayos X para generar la curva de basculamiento.	37
2.7.	(a) Imagen del microscopio de fuerza atómica Digital Instruments Nanoscope E. (b) Detalle de la unidad de medida LFM-3/239 donde se pueden ver los indicadores de desviación vertical y horizontal del láser y el cilindro de piezoeléctricos. Sobre este cilindro se dispone el cabezal de medida con el láser y los fotodiodos de detección, a este cabezal se fija el cantiléver. Encima de la unidad de medida se sitúa un visor óptico acoplado a una cámara CCD que permite el seguimiento de la aproximación y situación de la punta sobre la muestra.	39
2.8.	Imágenes obtenidas mediante AFM. (a) Imagen obtenida para una capa de ~ 50 nm de espesor. (b) Imagen obtenida para una capa de ~ 120 nm de espesor.	40
2.9.	Ejemplo de patrón de impresión utilizado en nuestros experimentos. En este caso los micropuentes parten de un contacto central común. El ancho de los diferentes micropuentes es: a. $100 \mu\text{m}$, b. $70 \mu\text{m}$, c. $50 \mu\text{m}$, d. $30 \mu\text{m}$, e. $20 \mu\text{m}$. Los contactos de corriente se etiquetan como f y los de voltaje como g . La longitud de los micropuentes es 10 veces su anchura.	42

2.10. Insoladora ultravioleta que se utiliza en el fotolitografiado de los micropuentes a partir de capas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Dispone de una lupa binocular para el alineado de las máscaras, de un proyector dotado de un diafragma (a la izquierda), de un controlador temporizado del diafragma y de la fuente de alimentación para la lámpara de mercurio de 200 W. El soporte del sustrato se dispone de un colchón de aire comprimido para permitir su fácil desplazamiento y de tornillos micrométricos para un desplazamiento fino. El binocular y el proyector se disponen sobre un carril de desplazamiento automatizado para su uso con la máscara ya alineada.	45
2.11. a) Imagen obtenida mediante AFM para un micropuente de 20 μm de ancho. El espesor es de unos ~ 140 nm. b) Perfil del micropuente.	46
2.12. Máscara de contactos correspondiente al patrón de litografía mostrado en la Figura 2.9. Observar como en este caso las zonas por las que pasa la luz son las correspondientes a los contactos de voltaje, de intensidad y al contacto central. Los 4 rectángulos de la esquina se usan para conseguir alinear la máscara de contactos con el patrón inscrito en la muestra.	48
2.13. Fotografías de una muestra en los distintos pasos del proceso de litografiado. (a) Película estándar. (b) Tras el litografiado. (c) Después de la deposición de oro en los contactos.	49
2.14. Fotografía de una muestra preparada para las medidas de transporte eléctrico. En la figura se presentan las partes más importantes del montaje.	50
2.15. Fotografía del microsoldador por ultrasonidos Kulicke & Soffa 4523 que se utiliza para la unión de hilos de Al/Si-1 % a las zonas metalizadas destinadas a contactos del circuito fotolitografiado. .	51
3.1. Diagrama esquemático del criostato SpectrostatCF. Esquema A: Vista lateral del criostato. Esquema B: Vista Superior del criostato.	54
3.2. Esquema del sistema completo de regulación de temperatura. . .	56
3.3. Fotografía del portamuestras y de las diferentes partes que lo componen.	58

3.4.	Circuito de medida para la caracterización de Resistividad frente a la Temperatura. Se utilizan dos circuitos, el de la izquierda se presenta el circuito que mide la resistencia en la muestra utilizando el método de los 4 hilos. El de la derecha es el que se utiliza para medir la temperatura de la muestra en todo momento.	60
3.5.	Circuito para las medidas realizadas en el rango de los milisegundos.	63
3.6.	Circuito para las medidas realizadas en el rango de los microsegundos.	64
4.1.	Curva típica de resistividad vs temperatura. En la gráfica superior se muestra la curva completa y un ajuste lineal. En la gráfica inferior se muestra un zoom de la transición, la derivada así como los parámetros más relevantes de la transición.	69
4.2.	Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de 1 ms. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas C y D la flecha indica el punto en el que se produce el <i>quenching</i>	71
4.3.	Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de $5 \mu s$. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas B y C la flecha indica el punto en el que se produce el <i>quenching</i>	73
4.4.	Curvas $I(t)$ y $V(t)$ para pulsos de una duración de 500 ns. Las curvas negras son la intensidad que circula por el circuito (medida en la resistencia de prueba) y las curvas rojas el voltaje caído en el micropuente. En las curvas B y C la flecha indica el punto en el que se produce el <i>quenching</i>	75
4.5.	Esquema del protocolo de corte de pulsos. La zona sombreada muestra el intervalo temporal sobre el que se hace el promedio de voltajes e intensidad para obtener el punto en la curva E-J. Este zona sombreada no está a escala, es simplemente indicativa. . .	77

4.6.	Ejemplo de como se obtiene una curva V-I a partir de un conjunto de pares de curvas $I(t)$ - $V(t)$. En las gráficas A y B se presentan, respectivamente, un conjunto de medidas de intensidad y voltaje frente al tiempo, para un pulso de $5 \mu s$ de duración. En la gráfica C se presenta el resultado de dos cortes, a 1 y a $4 \mu s$ del conjunto de curvas anteriores. Observar como mientras a $4 \mu s$ la muestra ha saltado al estado normal (viene indicado con el retroceso de la curva VI), a $1 \mu s$ no se ha producido dicho salto aún a pesar de haber inyectado más corriente.	79
4.7.	Curvas características E-J para la muestra HOL01 a diferentes temperaturas. Estas curvas están obtenidas para un tiempo de medida de $800 \mu s$. En las distintas gráficas se representan las mismas curvas pero disminuyendo sucesivamente el campo E para apreciar los detalles.	82
4.8.	Curvas características E-J para la muestra HOL01 a diferentes temperaturas. Estas curvas están obtenidas para un tiempo de medida de $4 \mu s$. en las distintas gráficas se representan las mismas curvas pero disminuyendo sucesivamente el campo E para apreciar los detalles.	83
4.9.	Curvas características E-J a diferentes tiempos de corte (800 , 200 , 4 , 1 y $0.3 \mu s$) para dos temperatura de baño diferentes para la muestra HOL01. En los insets se presenta una ampliación de la gráfica para poder apreciar mejor las medias realizadas a 800 y $200 \mu s$. Gráfica A: $T_b = 73,4K$. Gráfica B: $T_b = 65,5K$. . .	84
5.1.	<i>a.</i> Dibujo esquemático del conjunto micropuente-sustrato en 3D. Como se observa el ancho es más pequeño que el largo por lo que sólo simularemos un corte transversal del sistema. <i>b.</i> Dibujo esquemático del corte transversal de la figura a. Dicho sistema es simétrico con respecto al eje que pasa por la mitad del micropuente, por lo que sólo necesitamos simular la mitad de geometría (parte colorada de rojo).	87

- 5.2. Dibujo esquemático de la geometría utilizada en las simulaciones por FEM. La geometría consta de tres partes: película, interfase y sustrato. Como se observa solo se toman la mitad del ancho de film y sustrato debido a la simetría en torno al eje $x=0$ (ver Figura 5.1). Las diferentes líneas coloradas representan las diferentes condiciones de frontera impuesta: la línea verde a rayas es la condición de simetría, las dos líneas rojas punteadas son condiciones de continuidad y la línea continua violeta representa intercambio térmico con el entorno (ver texto). La dimensiones no están a escala. 88
- 5.3. Ejemplo de mallado del sistema. En la primera figura se puede observar un ejemplo típico de mallado triangular inhomogéneo. En las dos siguientes se muestran aumentos progresivos de la zona del micropuente y la interfase donde se observa claramente como se aumenta progresivamente la densidad de elementos. 90
- 5.4. Curvas E-J para la muestra Hol01 a diferentes temperaturas obtenidas para una tiempo de corte de $800 \mu s$. Las curvas a trazos representan las curvas *background*. Como se observa la curva ajusta los datos experimentales en la a bajas densidades de corriente pero se despegas de la curva experimental a medida que J aumenta. En la gráfica inferior se presenta las mismas curvas en una escala de campo eléctrico que nos permite ver la bondad del ajuste en la parte de baja disipación. Los parámetros libres de esta curva son los siguientes: $T_c = 82,9958 \text{ K}$, $E_{01} = 19,5541 \text{ V/cm}$, $J_{01} = 16,993 \text{ MA/cm}^2$, $n_{E_0} = 2,1822$, $n_{J_0} = 1,41033$ y $n = 4,10915$ 94
- 5.5. Ejemplo de un mapa de temperaturas resultante de la simulación por FEM a densidad de corriente constante. En las diferentes figuras se muestran un aumenta de la zona del micropuente y la interfase. Como se observa la zona más afectada por el calentamiento es el micropuente, la interfase y el sustrato de los alrededores. A medida que nos alejamos de esa zona la temperatura del sustrato disminuye rápidamente hasta alcanzar la del baño. 96

5.6.	Temperatura media simulada en función del tiempo que se aplica la densidad de corriente, para diferentes densidades de corriente aplicada. Gráfica A: se presentan los resultados para un tiempo del orden del milisegundo. Gráfica B: se presentan los resultados correspondientes a un tiempo de unos pocos microsegundos. Para poder percibir la magnitud del efecto del tiempo en la inestabilidad se presentan en ambas gráficas el resultado de la temperatura simulada para una $J_a = 3,6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$	98
5.7.	Temperatura promedio simulada en función de la densidad de corriente aplicada para diferentes tiempos. La temperatura del baño es de 67.4 K. La línea punteada marca el punto donde se produce la inestabilidad térmica.	100
5.8.	Ejemplo de curvas E-J simuladas para diferentes tiempos de calentamiento. La temperatura del baño es 67.4K. La curva negra a trazos representa la curva <i>background</i> utilizada en las simulaciones y la línea punteada marca el punto donde se produce el <i>quenching</i> . En el inset se muestra un aumento para poder apreciar las curvas simuladas correspondientes a los 800 μs y a los 4 μs . La curva <i>background</i> usada ha sido la de la Figura 5.4, y se ha simulado un micropuente de 50 μm de ancho, y 150 nm de espesor.	101
6.1.	Curvas E-J para el micropuente de 50 micras de ancho de la muestra Hol01 a diferentes temperaturas. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con la función <i>background</i> . Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal en la simulación. En esta figura el tiempo de corte en los datos experimentales y el tiempo de pulso simulado es el mismo: 800 μs	104
6.2.	Densidad de corriente crítica frente a tiempo de medida en la zona de las centenas de microsegundos para el micropuente de 50 μm de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con las J^* experimentales, mientras la línea continua representa el comportamiento de los resultados de la simulación.	105

- 6.3. Curvas E-J para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con las curvas *background*. Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal. **Figura A:** tiempo de medida de $4\ \mu\text{s}$. **Figura B:** tiempo de medida de $300\ \text{ns}$ 108
- 6.4. Curvas E-J para el micropuente de $70\ \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Al01. Los símbolos se corresponden con los datos experimentales y las curvas a rayas con las curvas *background*. Las curvas continuas se corresponden con la simulación FEM y el cambio entre curva continua y curva punteada indica el punto donde se produce el salto al estado normal. **Figura A:** tiempo de medida de $4\ \mu\text{s}$. **Figura B:** tiempo de medida de $300\ \text{ns}$ 110
- 6.5. Densidad de corriente crítica frente a tiempo de medida en el rango de los de microsegundos para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de la muestra Hol01. Los símbolos se corresponden con las J^* experimentales, mientras la línea continua representa el comportamiento de los resultados de la simulación. 111
- 6.6. Curvas E-J a diferentes tiempos para dos temperaturas de baño diferentes: $71.4\ \text{K}$ (etiquetada como A) y $67.5\ \text{K}$ (etiquetada como B) para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de la muestra Hol01. Los símbolos representan las diferentes curvas experimentales, la curva a trazos es la curva *background* utilizada y la curva continua el resultado de las simulaciones a diferentes tiempos. El cambio de línea continua a punteada marca el punto donde la simulación salta al estado normal. En el inset se presenta un aumento de la zona correspondiente a las centenas de microsegundos para apreciar los detalles. 113
- 6.7. Densidad de corriente supercrítica frente a la temperatura del baño para diferentes tiempos de medida para el micropuente de $50\ \mu\text{m}$ de ancho de la muestra Hol01. Los símbolos representan los datos experimentales y las líneas continuas los resultados de la simulación. El eje vertical está en escala logarítmica para apreciar mejor los detalles correspondientes a los 800 y los $200\ \mu\text{s}$ 114

- 6.8. **A.** Curvas E-J para una temperatura de baño de 86.4 K medidas a diferentes tiempos para el micropuente de 70 μm de la muestra Hol01. Los símbolos representan los datos experimentales, la curva a trazos la función *background* utilizada, y la curva continua representa el resultado de la simulación (donde el cambio de curva continua a punteada indica el punto donde se produce la inestabilidad térmica). En el inset se muestra una ampliación para apreciar mejor la curva correspondiente a los 800 μs . **B.** Se presenta la densidad de corriente supercrítica frente a la temperatura, para diferentes tiempos de medida. Los símbolos representan los datos experimentales, y las curvas continuas los resultados de las simulaciones. El eje vertical está en escala logarítmica. 115

- 6.9. En la figura se presentan las simulaciones correspondientes a dos secciones de micropuente diferentes partiendo de la misma función *background* (curva a rayas), para dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μs . La línea continua negra se corresponde a un micropuente de 50 μm de ancho y 150 nm de espesor y la roja a una sección más grande: 55 μm de ancho y 180 nm de espesor. El cambio de línea continua a punteada indica el punto donde la simulación alcanza la inestabilidad térmica. La temperatura del baño simulada es de 65.5 K. . . . 118

- 6.10. En esta figura se presentan las simulaciones para diferentes valores del calor específico, 195 (curvas continuas negras) y 160 (curvas continuas rojas) del sustrato a dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μs . La curva a trazos representa la función *background* (que será la misma para todas las simulaciones que se presentan en la figura). El cambio de línea continua a punteada indica el punto donde la simulación alcanza el *quenching*. La temperatura del baño es de 65.5 K, el ancho del micropuente es de 50 μm y el espesor de 150 nm. 119

6.11. Curvas simuladas para dos funciones <i>background</i> diferentes a dos tiempos de calentamiento simulado diferentes: 800 y 4 μ s. La curva a rayas negra representa el <i>background</i> Bg12may, mientras la curva roja de rayas-puntos representa el Bg30jun. Las curvas negras continuas representan las simulaciones utilizando el Bg12may, mientras las rojas representan las simulaciones utilizando Bg30jun. El cambio de curva continua a punteada indica el punto en que la simulación alcanza el <i>quenching</i> . La temperatura de baño simulada es 65.5 K y el micropuente simulado es de 50 μ m de ancho y 150 nm de espesor.	121
B.1. Fotografías de los diferentes componentes del sistema de medidas de presión.(a) Unidad de lectura de presiones MaxiGauge 256 A. (b) Piranni TPR 280. (c) Manómetro de cátodo frío IKR 250.	145
B.2. Fotografías de los diferentes componentes del sistema de medidas de presión. (a) Piranni TPR 280. (b) Manómetro Baratron 626. (c) Unidad lectora del baratron PDR-D-2.	146
B.3. Esquema del circuito eléctrico del sistema de regulación de temperaturas.	148
B.4. Fotografías del sistema de regulación de temperatura.	149
B.5. Fotografía de los dos módulos de la tarjeta APCI-2200-16-8. El de la izquierda es el módulo de conexión de las entradas digitales y el de la derecha el módulo de conexión de la tarjeta de relés.	150
B.6. Fotografías de las diferentes electroválvulas del banco.	151
B.7. Medidores-controladores de flujo Tylan 2900 Series.	152
B.8. (a) Criobomba. (b) Compresor de Helio.	153
B.9. (a) Fotografía del interruptor electromecánico del compresor de Helio. (b) Fotografía del interruptor electromecánico de la bomba seca.(c) Esquema eléctrico del sistema de encendido del compresor de helio de la criobomba.	155
B.10.Fotografía del conjunto de interruptores automáticos que gestionan la alimentación de las diferentes partes del banco de alimentación.	156
B.11.(a) Transformador a 24 voltios. (b) Regleta de conexión a las diferentes electroválvulas del banco.	157
B.12.Fuentes de alimentación continua.	158

B.13. Interfaz del programa de control de la tarjeta de relés APCI-2200-16-8.	159
D.1. Gráfica A. Dibujo esquemático del conjunto formado por los contactos de oro, el micropuente y el sustrato en 3D donde se muestra el corte longitudinal al que se reducirá la geometría a simular. Gráfica B. Dibujo esquemático del corte longitudinal de la gráfica A. Como se observa el sistema es simétrico con respecto al eje que pasa por la mitad del micropuente por lo que solo se utilizará la mitad de la geometría para la simulación.	174
D.2. Dibujo esquemático de la geometría usada para las simulaciones de este apéndice. La geometría consta de tres partes: contactos de oro, película y sustrato. Las diferentes líneas coloreadas representan las diferentes condiciones de frontera impuestas: la línea continua violeta representa una condición de intercambio térmico con el entorno, la línea a rayas roja	175
D.3. Distribución de temperaturas simuladas en la película, para diferentes coeficientes de intercambio oro-film. A. Tiempo de pulso simulado: 800 μs . B. Tiempo de pulso simulado: 4 μs	178

Índice de tablas

2.1.	Parámetros usados en la deposición por pulverización catódica DC.	30
2.2.	Parámetros usados en el crecimiento mediante ablación con láser pulsante (PLD).	31
2.3.	Parámetros más convenientes para las microsoldaduras.	52
4.1.	Muestras utilizadas en este trabajo y parámetros característicos obtenidos mediante la medidas de resistividad vs temperatura. La longitud de los micropuentes es diez veces el ancho.	68
4.2.	Tiempos de subida utilizados en función de la duración del pulso.	76
5.1.	Valores de la densidad, la conductividad térmica y el calor específico a presión constante para el micropuente (YBCO) y para el sustrato ($SrTiO_3$). Entre corchetes aparecen las referencias de los valores.	91